



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Océan, Atmosphère et surfaces continentales

Présentée et soutenue par :

Mme CÉLINE KLEIN

le mercredi 20 novembre 2013

Titre :

CONCEPTION ET PROTOTYPAGE D'UN LIDAR POUR LA MESURE DU
CONTENU EN EAU LIQUIDE DANS LE BROUILLARD.

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace (SUEE)

Unité de recherche :

Groupe d'études de l'Atmosphère Météorologique - GAME (Toulouse, France)

Directeur(s) de Thèse :

M. JEAN-LOUIS BRENGUIER

M. ALAIN DABAS

Rapporteurs :

M. ADOLFO COMERON, UNIV POLITECNICA DE CATALUNYA BARCELONA

M. EMERIC FREJAFON, INERIS

M. JACQUES PELON, LATMOS

Membre(s) du jury :

M. SYLVAIN COQUILLAT, OBSERVATOIRE MIDI PYRENEES, Président

M. ALAIN DABAS, ECOLE NATIONALE METEOROLOGIE TOULOUSE, Membre

M. PIERRE FLAMANT, ECOLE POLYTECHNIQUE PALAISEAU, Membre

M. YVONNICK HURTAUD, DGA CENTRE DE RENNES, Membre

Remerciements

« Ce n'est pas tant l'aide de nos amis qui nous aide que notre confiance dans cette aide »

Épicure

« La valeur d'un homme tient dans sa capacité à donner et non dans sa capacité à recevoir »

Albert Einstein

Je commence par une partie un peu plus officielle et en premier lieu, je remercie METEO FRANCE et la DIRECTION GENERALE DE L'ARMEMENT d'avoir financé cette thèse. Je remercie, PHILIPPE BOUGEAULT, directeur du Centre National de Recherche Météorologique de m'avoir permis de réaliser ce travail au sein du CNRM.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à PATRICIA DELVILLE, OLGA LADO-BORDOWSKY, PIERRE FLAMANT et YVONICK HURTAUD pour avoir accepté d'être dans mon comité de thèse, d'avoir posé un œil extérieur sur mon travail et de l'avoir dirigé dans la bonne direction. De même, je remercie ADOLFO COMERON, EMERIC FREJAFON et JACQUES PELON d'avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse ainsi que SYLVAIN COQUILLAT, PIERRE FLAMANT et YVONICK HURTAUD d'avoir accepté d'être membre du jury.

Je remercie ALAIN DABAS d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse et de m'avoir ainsi permis de réaliser ce travail. Merci également pour la confiance qu'il m'a accordée en me laissant évoluer avec autonomie dans mon travail.

Merci à MATHIEU OLIVIER qui est le premier maillon d'une chaîne qui m'a menée à cette thèse. Je le remercie également pour l'assistance technique qu'il m'a apportée sur le logiciel Scilab.

J'adresse toute ma gratitude à GWENAËLE LE CORRE pour avoir prêté une oreille attentive à mes (nombreux) doutes, avoir supporté ma mauvaise humeur et avoir relu avec un regard critique et bienveillant chacun des documents que j'ai pu écrire au cours de cette thèse.

Mention spéciale à RENAUD LESTRINGANT pour toute l'aide qu'il m'a apportée notamment en ce qui concerne les mathématiques, mais également pour les nombreuses discussions autour d'une tasse de thé. J'exprime mes plus vifs remerciements à FABIENNE SIMON pour m'avoir laissé exprimer mes doutes et ma mauvaise humeur au cours des déjeuners que nous avons partagés.

Je remercie également ceux avec qui j'ai eu l'occasion de partager un bureau, MARION, VINCENT, MARIE et MARINE à qui je souhaite une bonne continuation et bon courage pour ceux qui entament ou poursuivent leur travail de thèse. Merci à l'ensemble des équipes

LISA, 4M, TRAMM et MNPCA de m'avoir accueilli. Un grand merci à ERIC, JOËL, DAVID, RENAUD, PAUL, CHRISTINE, OLIVIER, BRUNO, FABIENNE, FRANK, DIANE, VINCENT, DOMINIQUE et tous les autres pour toutes ces discussions et ces rires partagés autour d'un thé ou d'un café.

Une petite pensée pour mes camarades des cours de danse, SABRINA, FLORIANE, GABRIELLE, MARION, FLORENCE, LAURE, CHRISTINE, EMILIA, ANNE, RACHEL, MIREILLE, VINCENT, PHILIPPE, JONATHAN, JEAN-BAPTISTE et LAURENT, merci pour ces bouffées d'oxygène. Un merci tout particulier à VALERIE, notre professeur de Sévillanes et à THIERRY, notre professeur de Lindy Hop.

Merci à ma famille pour leur soutien constant. Merci d'avoir supporté mon éloignement et mon peu de disponibilité au cours de ces dernières années.

Une pensée toute particulière pour quelqu'un qui, malgré son absence, reste présent dans mon esprit et dans mon cœur, papa...

Résumé

L'objet de cette thèse est la conception d'un lidar dédié à la mesure du profil du contenu en eau liquide dans le brouillard. Actuellement, ce paramètre n'est mesuré que sur des volumes restreints, au sol ou à des altitudes données. Or sa connaissance devrait apporter une meilleure compréhension de l'évolution du brouillard et devrait aussi constituer une information intéressante pour le contrôle des modèles de prévision du phénomène. Elle est en théorie possible, car il a été montré à la fin des années 70 qu'il existe une relation empirique linéaire entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction optique pour une longueur d'onde de $11\text{ }\mu\text{m}$. J'ai confirmé l'existence de cette relation sur la base d'observations récentes plus précises que celle des années 70, et ai déterminé ses limites de validité.

Les brouillards se développent du sol jusqu'à quelques centaines de mètres, c'est donc sur cette gamme d'altitude que nous devons pouvoir faire la mesure. J'ai analysé les choix de conception offerts par les lidars afin de déterminer le système le plus performant pour notre application. Tout d'abord, j'ai analysé les capacités de mesure des lidars à détection directe et hétérodyne et j'ai mis en évidence que la détection hétérodyne est la plus appropriée. J'ai ensuite comparé les performances des configurations monostatique, bistatique et bistatique désaxé, et j'ai trouvé que la configuration monostatique est la plus appropriée. J'ai ensuite codé un simulateur instrumental et mis en évidence un biais de mesure lors de la restitution du coefficient d'extinction sur les premières centaines de mètres. J'ai proposé et validé une correction de ce biais. J'ai ensuite établi deux approximations analytiques pour le biais et l'écart-type de l'estimateur du coefficient d'extinction. Avec le simulateur, elles ont permis de se faire une idée de la portée et de la précision qui pourront être obtenues.

Abstract

The objective of the present study is the design of a lidar for the measurement of vertical profiles of liquid water content in fogs. Presently, there is no system able to measure such profile. The liquid water content is measured at ground or at limited number of altitudes. Yet, the information would improve our understanding of fog processes and provide valuable data for controlling fog forecast models. Its feasibility is theoretically possible because it was shown in the late 70s that the liquid water content and the optical extinction at $11\mu\text{m}$ are empirically linked by a linear relationship. My first objective was to test this relationship with recent observations more precise than in the late 70s. The relationship is confirmed within limits that I tried to determine.

The vertical extension of fogs is several hundreds of meters. We thus need a lidar with a maximum range of several meters. I compared the range of a direct versus a heterodyne lidar and I found the heterodyne lidar is more appropriate. I have developed analytic approximations of the heterodyne efficiency for several transmitter configurations - monostatic, bistatic with parallel or non-parallel axes - and found the monostatic configuration gives the best results at short range. I coded a simulator for the lidar and showed the retrieval of the extinction coefficient from lidar signals with the usual signal processing technique produces biases at short range. I proposed and validated a correction scheme. I derived two analytic approximations for the bias and the standard deviation of the estimations of the extinction coefficient. They were used to estimate the practical range and accuracy a lidar can achieve for the measurement of the liquid water content in fogs.

Sommaire

Résumé	iii
Abstract	iii
Sommaire	v
Sommaire des figures	ix
Sommaire des tableaux	xiii
Introduction	xv
Partie I Étude physique	19
Chapitre 1. Présentation générale	21
1.1) Les brouillards	21
1.1.1) Différence entre les brumes et les brouillards	21
1.1.2) Processus de formation	22
1.1.3) Caractéristiques typiques	23
1.1.4) Liens avec l'humidité relative	24
1.1.5) Liens avec le contenu en eau liquide	24
1.1.5.1) Relation avec la visibilité	24
1.1.5.2) Relation avec la taille des gouttelettes d'eau	24
1.2) Instrumentation existante	26
1.2.1) Instrumentation déployée sur aéroport	26
1.2.1.1) Capteurs généraux sur aéroport	26
1.2.1.2) Capteurs spécifiques à certains aéroports	27
1.2.2) Instrumentation de mesure du contenu en eau liquide	28
1.2.2.1) Méthodes directes	28
1.2.2.2) Mesures par intégration à partir de la courbe granulométrique	28
1.2.3) Lidar	29
1.2.3.1) Les différents types	30
1.2.3.2) Architecture lidar	31
1.2.3.3) Les options de conception	32
1.2.3.4) Équation lidar	32
1.3) Quelques rappels sur la diffusion de la lumière	34
1.3.1) Diffusion	34
1.3.2) Théorie de Mie	36
1.3.2.1) Expression analytique	36
1.3.2.2) Modélisation	40
1.4) Conclusions	42
Chapitre 2. Coefficient d'extinction et contenu en eau liquide	43
2.1) Présentation des articles	43
2.1.1) Etude analytique de P. Chylek	43
2.1.2) Vérification empirique de Pinnick et al.	46
2.1.3) Synthèse des résultats	48
2.2) Comparaisons avec les résultats de Pinnick	49
2.2.1) Campagnes ToulouseFog et ParisFog	49
2.2.2) Etude des granulométries	51
2.2.2.1) Granulométries de la campagne ToulouseFog	51
2.2.2.2) Granulométries de la campagne ParisFog	54
2.2.2.3) Synthèse des résultats des deux campagnes	56
2.2.3) Vérification des conditions de validité des approximations	56
2.2.3.1) Etude de l'approximation sur les efficacités	57
2.2.3.2) Etude des fonctions intégrées dans le calcul du contenu en eau liquide	57
2.2.4) Influence de la longueur d'onde	61

2.2.5) Influence de l'indice de réfraction	64
2.2.5.1) Sensibilité à l'indice de réfraction	64
2.2.5.2) Raisons de la différence d'impact des parties réelles et imaginaires	66
2.2.5.3) Analyse de la variation minimale impactant la relation linéaire	66
2.2.5.3) Influence de l'utilisation de deux indices de réfraction	69
2.2.6) Conclusion	71
Partie II Étude instrumentale	73
Chapitre 3. Lidar en détection directe	75
3.1) Architecture d'un lidar en détection directe	75
3.2) Bruits	76
3.2.1) Bruit de Johnson	76
3.2.2) Bruit lié au photodétecteur	77
3.2.3) Bruit lié au signal rétrodiffusé	77
3.2.4) Bruit lié à l'atmosphère	78
3.2.5) Signal reçu par le photodétecteur	78
3.2.6) Récapitulatif	79
3.3) Carrier to Noise Ratio	79
3.3.1) Influence des paramètres du photodétecteur	80
3.3.2) Influence des paramètres du télescope	81
3.3.3) Influence des autres paramètres instrumentaux	81
3.3.4) Influence des paramètres atmosphériques	82
3.4) Conclusion	83
Chapitre 4 Lidar en détection hétérodyne	85
4.1) Architecture d'un lidar en détection hétérodyne	85
4.2) Carrier to Noise Ratio	87
4.2.1) Expression du CNR	87
4.2.2) Influence des différents paramètres	89
4.2.3) Impact de l'hypothèse simplificatrice	92
4.2.3.1) Influence d'un rapport de puissance non nul	93
4.2.3.2) Condition pour avoir un rapport de puissance négligeable	94
4.2.4) Récapitulatif	94
4.3) Signal to Noise Ratio	95
4.3.1) Expression du SNR	95
4.3.2) Influence des différents paramètres	96
4.3.3) Analyse des résultats	99
4.4) Conclusion	100
Chapitre 5. Rendement hétérodyne	103
5.1) Calcul du rendement hétérodyne	103
5.1.1) Champ moyen normalisé du transmetteur	104
5.1.2) Champ moyen normalisé de l'oscillateur local rétropropagé	105
5.1.3) Champ moyen normalisé du récepteur incohérent	107
5.1.4) Changement du système de coordonnées	107
5.1.5) Expression de rendement hétérodyne	109
5.2) Vérification du calcul du rendement hétérodyne	110
5.2.1) Cas d'une architecture monostatique	110
5.2.2) Cas d'une architecture coaxiale	112
5.2.3) Cas d'une architecture bistatique	114
5.3) Etude du rendement hétérodyne	115
5.3.1) Comparaison des différentes architectures	115
5.3.2) Etude pour une architecture monostatique	117
5.4) Conclusion	120
Chapitre 6. Simulateur instrumental	121
6.1) Interaction impulsion laser / atmosphère	121
6.2) Bruit de grenaille	122
6.3) Propriétés statistiques	123
6.3.1) Valeur du CNR	123
6.3.2) Valeur du SNR	124

6.4) Expressions pour l'analyse du coefficient d'extinction	124
6.4.1) Estimateur du coefficient d'extinction	124
6.4.2) Biais de l'estimateur du coefficient d'extinction	125
6.4.3) Ecart-type de l'estimateur du coefficient d'extinction	125
6.4.3.1) Seul le chatolement est considéré	126
6.4.3.2) Chatolement et bruit de grenaille sont pris en compte	127
6.5) Validité des expressions	128
6.5.1) Estimateur du coefficient d'extinction et biais de l'estimateur	128
6.5.1.1) Validation de la puissance rétrodiffusée simulée	128
6.5.1.2) Biais dû à la faible altitude de mesure	129
6.5.1.3) Correction du biais dû à la faible altitude de mesure	130
6.5.2) Biais de l'estimateur du coefficient d'extinction	131
6.5.2.1) Sans la correction pour les petites altitudes	131
6.5.2.2) Avec la correction pour les petites altitudes	132
6.5.3) Ecart-type de l'estimateur du coefficient d'extinction	133
6.5.3.1) Seul le chatolement est considéré	133
6.5.3.2) Chatolement et bruit sont pris en compte	134
6.6) Conclusion	135
Chapitre 7. Résultats des simulations	137
7.1) Sans correction	138
7.2) Résultats de la correction pour les petites altitudes	139
7.3) Seconde correction	141
7.3.1) Sans prendre en compte la correction pour les petites altitudes	142
7.3.2) Avec la correction pour les petites altitudes	143
7.4) Comparaison des différentes corrections	145
7.5) Conclusion	146
Partie III Conclusions et Perspectives	149
Chapitre 8. Conclusions et perspectives	150
8.1) Conclusions	150
8.2) Perspectives	152
ANNEXES	153
Annexe 1 : Lexique des symboles	155
Annexe 2 : Bibliographie	161
Annexe 3 : Article	167

Sommaire des figures

Figure 1 : Exemple de distribution de taille de trois types d'aérosol	26
Figure 2 : Efficacités en fonction du paramètre de taille pour un indice de réfraction m de 1,33 et une longueur d'onde λ de 10,5 μm	41
Figure 3 : Efficacité de diffusion en fonction du paramètre de taille pour un indice de réfraction m de 1,33 et une longueur d'onde λ de 10,5 μm	41
Figure 4 : Comportement schématique de l'efficacité d'extinction Q_{ext} en fonction du paramètre de taille x	44
Figure 5 : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide. Les points représentent le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction à une longueur d'onde de 11 μm pour 300 distributions de taille différentes (brouillards, nuages et distributions choisies arbitrairement)	45
Figure 6 : Contenu en eau liquide en fonction du coefficient d'extinction, comparaison avec l'approximation 26 pour $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$ (a) _ pour $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$ (b) _ pour $\lambda = 4 \mu\text{m}$ (c) _ pour $\lambda = 11 \mu\text{m}$ (d)	47
Figure 7 : Contenu en eau liquide en fonction du coefficient d'extinction pour $\lambda = 11 \mu\text{m}$ _ Comparaison entre les brouillards de radiation et d'advection	47
Figure 8 : Coefficient d'absorption en fonction du contenu en eau liquide, comparaison avec l'approximation 29 pour $\lambda = 3,8 \mu\text{m}$ (a) et pour $\lambda = 9,5 \mu\text{m}$ (b)	48
Figure 9 : Distributions de taille obtenues lors de la campagne ParisFog avec $\alpha = 5,90 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ et $\beta = 3,09 \cdot 10^{-8} \text{ m}^{-1}$ (a), $\alpha = 1,37 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ et $\beta = 3,00 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$ (b), $\alpha = 3,18 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ et $\beta = 2,50 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ (c), $\alpha = 1,54 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ et $\beta = 9,20 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ (d)	51
Figure 10 : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour la relation 30 (droite et losanges bleus) et pour la relation 21 (ronds roses) pour les longueurs d'onde $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$ (a), $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$ (b), $\lambda = 4 \mu\text{m}$ (c) et $\lambda = 11 \mu\text{m}$ (d)	52
Figure 11 : Coefficient d'absorption en fonction du contenu en eau liquide pour la relation 29 (droite et losanges bleus) et pour la relation 27 (ronds roses) pour $\lambda = 3,8 \mu\text{m}$ (a) et pour $\lambda = 9,5 \mu\text{m}$ (b)	53
Figure 12 : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour la relation 30 (droite et losanges bleus) et la relation 21 (ronds roses) pour $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$ (a), $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$ (b), $\lambda = 4 \mu\text{m}$ (c) et $\lambda = 11 \mu\text{m}$ (d)	55
Figure 13 : Coefficient d'absorption en fonction du contenu en eau liquide pour la relation 29 (droite et losanges bleus) et pour la relation 27 (ronds roses) pour $\lambda = 3,8 \mu\text{m}$ (a) et pour $\lambda = 9,5 \mu\text{m}$ (b)	55
Figure 14 : Efficacité d'extinction en fonction du rayon et du paramètre de taille calculée avec l'équation de Mie (équation 13, losanges bleus) et avec l'approximation de Chylek (équation 24, triangles roses) pour $\lambda = 11 \mu\text{m}$ avec $R_{\text{max}} = 20 \mu\text{m}$ (a) et $R_{\text{max}} = 50 \mu\text{m}$ (b)	57

Figure 15 : Fonctions intégrées en fonction du rayon calculées avec FI (losanges bleus) et FI_{est} (ronds roses) jusqu'à un rayon de $10\ \mu m$ pour $\lambda = 4\ \mu m$ (a) et pour $\lambda = 11\ \mu m$ (b), jusqu'à un rayon de $50\ \mu m$, pour $\lambda = 4\ \mu m$ (c) et pour $\lambda = 11\ \mu m$ (d)	58
Figure 16 : Erreur relative de l'estimation du contenu en eau liquide en fonction du rayon et du paramètre de taille pour $\lambda = 4\ \mu m$ (a) et pour $\lambda = 11\ \mu m$ (b)	59
Figure 17 : Fonctions intégrées en fonction du rayon et du paramètre de taille calculées avec FI_D (équation 34, en bleu) et FI_{estD} (équation 35, en rose) pour $\lambda = 11\ \mu m$, et pour la distribution n°1 (a), n°6 (b), n°10 (c) et n°20 (d)	61
Figure 18 : Coefficient d'extinction en fonction de la longueur d'onde pour l'équation 21 (triangles roses) et la relation 30 (losanges bleus) pour les distributions n°1 (a), n°6 (b), n°10 (c) et n°20 (d)	62
Figure 19 (a) et (b) : Fonctions intégrées en fonction de la taille des gouttelettes avec des losanges bleus pour FI et des triangles roses pour FI_{est} pour la distribution 1 pour $\lambda = 8\ \mu m$ (a) et $\lambda = 11\ \mu m$ (b)	63
Figure 20 : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide avec m_{eau} (croix bleu foncé), avec m_{sup} (losanges vert) et avec m_{inf} (triangles roses), pour les variations de la partie réelle (figures a, c et e), pour celles de la partie imaginaire (figures b, d et f), pour les variations de + ou - 0,01 (figures a et b), pour les variations de + ou - 0,025 (figures c et d), pour les variations de + ou 0,05 (figures e et f)	65
Figure 21 : Erreur relative de l'efficacité d'extinction en fonction de la taille des gouttelettes pour une partie réelle (figure a) ou imaginaire (figure b) supérieure à celle de l'eau liquide (ER_{Sup}) et pour une partie réelle (figure a) ou imaginaire (figure b) inférieure à celle de l'eau liquide (ER_{Inf})	66
Figure 22 (a), (c) et (e) : Erreur relative de l'efficacité d'extinction en fonction du rayon et du paramètre de taille avec la partie réelle supérieure à celle de l'eau liquide ER_{Sup} (croix bleu foncé), avec la partie réelle inférieure à celle de l'eau liquide ER_{inf} (triangles roses), pour une erreur de 10 % (figure a), pour une erreur de 25 % (figure c) et pour une erreur de 50 % (figure e)	67
Figure 23 (a), (c) et (e) : Erreur relative de l'efficacité d'extinction en fonction du rayon et du paramètre de taille avec la partie imaginaire supérieure à celle de l'eau liquide ER_{Sup} (croix bleu foncé), avec la partie imaginaire inférieure à celle de l'eau liquide ER_{inf} (triangles roses), pour une erreur de 10 % (figure a), pour une erreur de 25 % (figure c) et pour une erreur de 50 % (figure e)	69
Figure 24 : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour l'équation 21 pour un seul indice de réfraction (ronds bleus) et pour deux indices de réfraction (losanges roses)	71
Figure 25 : Schéma de principe d'un lidar en détection directe	75
Figure 26: Profil du CNR pour trois résistances de charge $10\ \Omega$ en bleu foncé, $100\ \Omega$ en bleu ciel, $1000\ \Omega$ en rose (a), pour trois gains 5 en bleu foncé, 50 en bleu ciel, 500 en rose (b), pour trois courants d'obscurité $1\ \mu A$ en bleu foncé, $10\ \mu A$ en bleu ciel, $100\ \mu A$ en rose (c) et pour quatre rendements quantiques 0,1 en bleu foncé, 0,3 en bleu ciel, 0,6 en rose, 0,9 en rouge (d)	80

Figure 27 : Profil du CNR pour trois rayons du télescope 5 cm en bleu foncé, 10 cm ² en bleu ciel, 20 cm en rose (a) et pour trois champs de vue 0,05 rad en bleu foncé, 0,1 rad en bleu ciel, 0,15 rad en rose (b)	81
Figure 28 : Profil du CNR pour trois largeurs spectrales 500 nm en bleu foncé, 1500 nm en bleu ciel, 2500 nm en rose (a), pour quatre longueurs d'onde 4 µm en bleu foncé, 6 µm en bleu ciel, 8 µm en rose et 10 µm en rouge (b), pour quatre bandes passantes 12,5 MHz en bleu foncé, 25 MHz en bleu ciel, 50 MHz en rose, 100 MHz en rouge (c) et pour quatre énergies du laser 62.5 mJ en bleu foncé, 125 mJ en bleu ciel, 250 mJ en rose, 500 mJ en rouge (d)	82
Figure 29 : Profil du CNR pour trois températures 278 K en bleu foncé, 285 K en bleu ciel et 293 K en rose (a) et pour quatre distributions de taille : distribution 1 en bleu foncé, distribution 6 en bleu ciel, distribution 10 en rose et distribution 20 en rouge (b)	83
Figure 30 : Schéma de principe d'un lidar hétérodyne	85
Figure 31 : Profil du CNR pour quatre énergies du laser : 0,1 mJ en bleu foncé, 1 mJ en bleu ciel, 10 mJ en rose et 100 mJ en rouge (a), pour quatre rendements quantiques : 0,1 en bleu foncé, 0,3 en bleu ciel, 0,6 en rose et 0,9 en rouge (b), pour quatre bandes passantes : 25 MHz en bleu foncé, 50 MHz en bleu ciel, 75 MHz en rose et 100 MHz en rouge (c), pour trois rayons du télescope : 10 cm en bleu foncé, 15 cm en bleu ciel et 20 cm en rose (d), pour quatre longueurs d'onde : 4 µm en bleu foncé, 6 µm en bleu ciel, 8 µm en rose et 10 µm en rouge (e) et pour quatre distributions de tailles : n°1 en bleu foncé, n°6 en bleu ciel, n°10 en rose et n°20 en rouge (f)	91
Figure 32 : Profil du CNR pour quatre rapports de puissance : 0, 1, 2 et 3	93
Figure 33 : Profil du SNR pour trois échantillons sur la porte de mesure M : 1 en bleu foncé, 2 en bleu ciel et 3 en rose (a), pour trois nombres de tavelures m _t : 1 en bleu foncé, 2 en bleu ciel et 3 en rose (b), pour trois valeurs du nombre de tirs cumulés N _T : 5 000 en bleu foncé, 50 000 en bleu ciel et 500 000 en rose (c), pour quatre distributions : n 1 en bleu foncé, n°6 en bleu ciel, n°10 en rose et n°20 en rouge (d) et pour quatre longueurs d'onde : 4 µm en bleu foncé, 6 µm en bleu ciel, 8 µm en rose et 10 µm en rouge (e)	97
Figure 34 : Variation du SNR en fonction du nombre de tirs cumulés à quatre altitudes : 100 m en bleu foncé, 300 m en bleu ciel, 400 m en rose et 500 m en rouge.	98
Figure 35 : Variation du SNR en fonction du CNR pour plusieurs nombres de tirs cumulés : 5 000 en bleu foncé, 50 000 en bleu ciel et 500 000 en rose	99
Figure 36 : Principe et notation du formalisme de l'oscillateur local rétropropagé	106
Figure 37 : Représentation des différents plans utilisés	108
Figure 38 : Profil du rendement hétérodyne pour un lidar monostatique dans le cas optimal de Frehlich et Kavaya pour une focalisation à 100 m (a), à 250 m (b), à 500 m (c), et à l'infini (d) avec $\sigma_R = 10.10^{-2}$ m et $\lambda = 10,6$ µm	111
Figure 39 : Profil du rendement hétérodyne pour un lidar coaxial dans le cas optimal de Frehlich et Kavaya pour une focalisation à 1 000 m (a) et pour une focalisation à l'infini (b)	113
Figure 40 : Schéma de la propagation de deux faisceaux gaussiens parallèles	114
Figure 41 : Profil de l'aire d'intersection des faisceaux incident et rétrodiffusé	114

Figure 42 : Profil du rendement hétérodyne pour un lidar bistatique dans le cas optimal de Frehlich et Kavaya pour une focalisation à 500 m (a) et pour une focalisation à l'infini (b) _____ 115

Figure 43 : Profil du rendement hétérodyne corrigé du carré de l'altitude, Comparaison entre les architectures monostatique et bistatique pour une focalisation de 250 m (a) et comparaison entre les architectures monostatique et coaxiale pour une focalisation infinie (b). _____ 116

Figure 44 : Profil de la fonction γ_{Sz} du rendement hétérodyne et profil du rendement hétérodyne pour quatre rayons gaussiens différents : 2 cm en bleu foncé, 3 cm en bleu ciel, 4 cm en rose et 5 cm en vert et pour trois distances focales différentes : 100 m (a) et (b), 250 m (c) et (d) et 400 m (e) et (f) _____ 118

Figure 45 : Profil de la fonction γ_{Sz} du rendement hétérodyne et profil du rendement hétérodyne pour quatre distances focales différentes : 100 m en bleu foncé, 200 m en bleu ciel, 300 m en rose et 400 m en vert et pour trois rayons gaussiens différents : 2 cm (a) et (b), 3 cm (c) et (d) et 4 cm (e) et (f) _____ 119

Figure 46 : Profil de $U(z)$ obtenu par la simulation (en vert) et calculé avec l'équation 85 (en noir) pour les distributions n°1 (a), n°6 (b), n°10 (c) et n°20 (d) _____ 130

Figure 47 : Profil de la puissance rétrodiffusée ; en noir à partir de l'équation 85, en bleu par la méthode de Simpson et en rouge par la méthode de Gauss jusqu'à 5 000 m sur la figure (a) et jusqu'à 1 000 m (b) _____ 130

Figure 48 : Profil de $U_c(z)$ obtenu avec les simulations (en vert) et calculé avec l'équation 85 pour les distributions n°1 (a), n°6 (b), n°10 (c) et n°20 (d) _____ 132

Figure 49 : Profil de l'estimateur de la variance du coefficient d'extinction obtenu via les simulations et par calcul à partir de l'équation 101 pour les distributions n°10 et n°20_ 134

Figure 50 : Profil du coefficient d'extinction obtenu avec les simulations et moyenné sur 5 000 tirs en noir, moyenné sur 10 000 tirs en bleu ciel comparé à la valeur réelle du coefficient d'extinction en rose, pour les distributions n°8 (a), n°10 (b), n°15 (c) et n°20 (d) _____ 138

Figure 51 : Profil du coefficient d'extinction obtenu avec les simulations en appliquant la correction pour les petites altitudes et moyenné sur 5 000 tirs en noir, moyenné sur 10 000 tirs en bleu ciel comparé à la valeur réelle du coefficient d'extinction en rose, pour les distributions n°8 (a), n°10 (b), n°15 (c) et n°20 (d) _____ 140

Figure 52 : Profil du coefficient d'extinction obtenu avec les simulations en appliquant la seconde correction et moyenné sur 5 000 tirs en noir, moyenné sur 10 000 tirs en bleu ciel comparé à la valeur réelle du coefficient d'extinction en rose, pour les distributions n°8 (a), n°10 (b), n°15 (c) et n°20 (d) _____ 142

Figure 53 : Profil du coefficient d'extinction obtenu avec les simulations en appliquant à la fois la correction pour les petites altitudes et la seconde correction, et moyenné sur 5 000 tirs en noir, moyenné sur 10 000 tirs en bleu ciel comparé à la valeur réelle du coefficient d'extinction en rose, pour les distributions n°8 (a), n°10 (b), n°15 (c) et n°20 (d) _____ 144

Figure 54 : Profil du coefficient d'extinction moyenné 5 000 fois obtenu avec les simulations en appliquant uniquement la correction pour les petites altitudes (en vert), uniquement la seconde correction avec l'abaque en bleu ciel et en appliquant les deux corrections en rose, pour les distributions n°8 (a), n°10 (b), n°15 (c) et n°20 (d) _____ 146

Sommaire des tableaux

Tableau 1 : Classification des brumes et brouillards en fonction de l'échelle visuelle donnée par James E. Justo [18]	22
Tableau 2 : Valeurs de x_M , r_M et c_e pour plusieurs longueurs d'onde	45
Tableau 3 : Valeur des rayons r_1 et r_2 pour différentes longueurs d'onde	59
Tableau 4 : Indices de réfraction pour différents types d'aérosol pour une longueur d'onde de 11 μm	70
Tableau 5 : Valeurs des paramètres des différents composants pour le lidar en détection directe	76
Tableau 6 : Valeurs des différents bruits et de la puissance	79
Tableau 7 : Valeurs des paramètres des différents paramètres utilisés pour l'étude analytique	86
Tableau 8 : Largeur du pic du rendement hétérodyne pour trois distances focales du télescope et pour plusieurs valeurs de c	112
Tableau 9 : Variation de la puissance rétrodiffusée et du CNR en fonction de l'altitude	123
Tableau 10 : Valeurs du biais de l'estimateur du coefficient d'extinction pour 100, 250, 500, 750 et 1000 m et pour les distributions n°1, n°6, n°10 et n°20	132
Tableau 11 : Valeurs du biais de l'estimateur du coefficient d'extinction prenant en compte la correction pour les petites altitudes pour 100, 250, 500, 750 et 1000 m et pour les distributions n°1, n°6, n°10 et n°20	133
Tableau 12 : Valeurs du coefficient d'extinction moyennées sur 5 000 et 10 000 tirs lidars, et déduites des profils de la puissance rétrodiffusée pour les distributions n°8, n°10, n°15 et n°20 et pour plusieurs altitudes	139
Tableau 13 : Valeurs du coefficient d'extinction moyennées sur 5 000 et 10 000 tirs lidars, et déduites des profils de la puissance rétrodiffusée corrigés pour les distributions n°8, n°10, n°15 et n°20 et pour plusieurs altitudes	141
Tableau 14 : Valeurs du coefficient d'extinction corrigées avec l'abaque moyennées sur 5 000 et 10 000 tirs lidars, et déduites des profils de la puissance rétrodiffusée pour les distributions n°8, n°10, n°15 et n°20 et pour plusieurs altitudes	143
Tableau 15 : Valeurs du coefficient d'extinction corrigées avec l'abaque moyennées sur 5 000 et 10 000 tirs lidars, et déduites des profils de la puissance rétrodiffusée corrigée pour les distributions n°8, n°10, n°15 et n°20 et pour plusieurs altitudes	145

Introduction

C'est clair, le brouillard est un danger. Mais relatif : au moins, on voit qu'on n'y voit rien.

Francis Dannemark



Le brouillard est un phénomène météorologique reconnu et étudié depuis des siècles. Aristote (photo ci-contre) (384-322 av. J.-C.) traitait déjà du sujet dans son livre *Meteorologica* [1]. Depuis, il a fait l'objet de nombreuses études comme en témoignent les 4700 articles comportant le mot « fog » dans les publications de l'*American Meteorological Society* (AMS) en 2010 [2]. Cet intérêt a deux origines, la première se situe sur le plan scientifique et la seconde sur les plans humain et financier. En effet, les brouillards sont des phénomènes complexes dont les processus ne sont pas encore parfaitement connus.

L'impact des brouillards sur les plans humain et financier s'est fortement amplifié avec l'augmentation du trafic aérien, maritime et routier. Les pertes associées peuvent être aussi importantes que celles occasionnées par d'autres phénomènes météorologiques tels les tornades ou les ouragans. Au Canada, les brouillards entraînent sept fois plus de morts que la foudre et vingt fois plus que les tornades [2].



Sur les routes françaises, il apparaît comme le phénomène météorologique le plus meurtrier. Une étude de l'Observatoire National Interministériel de la Sécurité Routière (ONISR) compare les conséquences, en matière de vies humaines, de quatre conditions climatiques : le brouillard, la neige-grêle, la pluie et le verglas. Le paramètre utilisé pour la comparaison est le nombre de tués en moyenne par an sur la période 1997-2006. Avec 14,6 morts par an en moyenne, le brouillard dépasse effectivement le verglas (10,5), la neige-grêle (8,35) et la pluie (6,45) [3].



Sur les aéroports, le brouillard peut entraîner des retards, des annulations et même paralyser complètement le trafic ; ce qui engendre des pertes financières importantes pour le secteur aéronautique. Nous gardons en mémoire le brouillard qui a immobilisé l'ensemble du trafic aérien à

l'aéroport d'Heathrow juste avant les fêtes de Noël en 2006. Cet aéroport voit environ 160 000 personnes transiter en une journée, mais en pleine période de fêtes, ce chiffre atteint les 200 000 [4]. Entre le 20 et le 24 décembre, ce sont près de 1 000 vols et 800 000 passagers qui ont été affectés. Les pertes engendrées pour la seule compagnie British Airways se sont élevées à 40 millions de livres sterling [5]. Si ce cas est exceptionnel par sa durée, les brouillards sont des phénomènes relativement fréquents. En effet, l'observation des cas de brouillards sur l'aéroport de Roissy de 2001 à 2010 a montré deux éléments, premièrement les cas de brouillard sont plus nombreux entre septembre et avril et deuxièmement au cours de ces mois il y a un ou deux jours de brouillard.

Les conséquences en cas d'accident peuvent être bien plus dramatiques. La diminution de visibilité occasionnée par les brouillards augmente le risque d'accident, comme le prouve l'un des accidents les plus meurtriers de l'histoire de l'aviation : l'accident de Ténérife. En 1977, un avion de la compagnie néerlandaise KLM a percuté un avion de la Pan American lors de son décollage et a provoqué la mort de 583 personnes [6]. Même si le brouillard présent sur l'aéroport ce jour-là n'a pas été le seul facteur de la catastrophe, il fut un élément aggravant.



Pour toutes ces raisons, l'ensemble des acteurs du monde des transports aériens et de la météorologie souhaite une amélioration du système de prévision. Cette amélioration passe par la prévision de la formation ou de la dissipation du brouillard à des échéances de l'ordre de l'heure ou de la douzaine d'heures. A l'échéance de l'heure, cette prévision permet, par exemple, de retarder le décollage d'un avion qui risque de ne pouvoir atterrir à son aéroport d'arrivée pour cause de brouillard. A l'échéance de la douzaine d'heures, elle permet une meilleure organisation du trafic du lendemain. Pour améliorer le système de prévision, il est nécessaire de mieux appréhender le fonctionnement des brouillards lui-même par une meilleure compréhension et analyse de certains de leurs paramètres. Cela implique d'améliorer les systèmes d'observation et de mesure.



Observer, mesurer, comprendre son environnement, voilà des préoccupations humaines remontant à « la nuit des temps ». Cette envie a mené à l'invention d'un grand nombre d'instruments permettant de mieux examiner et caractériser cet environnement. Dès la Grèce antique, les scientifiques n'ont pas cessé de créer et de perfectionner des instruments leur permettant de mieux analyser et valider (ou réfuter)

leurs théories ; que ce soit Hipparque (2^e siècle av. J.-C.) avec son astrolabe (photo ci-contre), Roger Bacon (1220-1292) qui s'intéressa aux propriétés des lentilles ou Galilée (portrait ci-contre) (1564-1642) et la lunette astronomique [7]. Aujourd'hui, les scientifiques disposent d'un arsenal d'instruments pour étudier un grand nombre de phénomènes, des microscopes permettant de voir « l'infiniment petit » aux télescopes permettant de voir « l'infiniment loin ». Les météorologues ont, eux



aussi, un grand nombre d'instruments à leur disposition. Outre les capteurs de température, pression et humidité, les pyranomètres, radars, sodars et autres examinent l'atmosphère et fournissent diverses informations sur celle-ci.

Il existe notamment, dans le domaine de la télédétection active, un instrument appelé lidar dont l'acronyme signifie Light Detection And Ranging. Si ce dernier a l'avantage, sur beaucoup d'autres, de fournir une information sur l'évolution spatio-temporelle de l'atmosphère, il semble toutefois curieux d'utiliser un instrument optique pour mesurer un phénomène dont le principal effet est précisément de réduire la visibilité. Cependant, les brouillards ont une hauteur limitée, la mesure ne demande donc pas une portée très élevée. Il n'est, par conséquent, pas totalement aberrant de penser qu'un lidar adapté peut atteindre une portée suffisamment grande.

Les instruments précurseurs des lidars datent des années 30. E.H. Synge a été le premier à avoir proposé une méthode pour étudier la densité atmosphérique¹ grâce à un faisceau lumineux projeté dans l'atmosphère [8]. Pour cela, il proposa d'utiliser un projecteur antiaérien et un grand télescope en position bistatique, les deux instruments étant éloignés de plusieurs kilomètres. Les premiers résultats obtenus grâce à cette méthode sont rapportés par Duclaux puis par E.O. Hulbert en 1936 [8]. Deux ans plus tard, R. Bureau a utilisé, pour la première fois, un système monostatique afin de mesurer la hauteur de la base des nuages. En améliorant la technique, L. Elterman réussit à calculer des profils de densité sur 67,6 km en utilisant un système bistatique dont l'émetteur et le récepteur étaient séparés de 20,5 km. A partir de ces derniers, il put obtenir des profils de températures. L'acronyme « LIDAR » est utilisé pour la première fois par W.E.K. Middleton et A.F. Spilhaus en 1953 [9]. Trois ans plus tard, S.S. Friedland utilisa le premier système pulsé monostatique.

En réussissant à obtenir un rayonnement laser à l'aide d'un cristal de rubis en mai 1960, T. Maiman (photo ci-contre) [10] fournit une nouvelle source lumineuse pour les systèmes lidars. Deux ans après cette découverte, les premières mesures effectuées à l'aide d'un lidar utilisant un laser furent réalisées par L.D. Smullin et G. Fiocco dans le but de mesurer la distance Terre-Lune. Durant 3 nuits consécutives, ils obtinrent des échos lidars de la surface lunaire [11]. Environ 10 ans après, la plupart des applications actuelles de ces instruments avaient été envisagées et en 1976, E. D. Hinkley publia le premier manuel sur les lidars dont le titre est « *Laser Monitoring of the Atmosphere* » [12].



Aujourd'hui, les applications de ces instruments sont nombreuses. Voici, une liste non exhaustive : mesurer des distances, surveiller la pollution atmosphérique, mesurer la vitesse du vent en altitude depuis le sol, mesurer en vol la turbulence atmosphérique, observer et interpréter le sol depuis un avion, mesurer à distance les déplacements et les vitesses associées à des vibrations de structures, mesurer le tourbillon de sillage des avions... [13], [14]

¹ Elle donne le nombre de molécules trouvées dans un volume spécifique.

La météorologie et l'optique sont deux domaines scientifiques différents liés par les applications météorologiques de plusieurs instruments optiques tels les lidars. Le travail soumis ici, porte sur la mesure du contenu en eau liquide dans le brouillard effectuée par ces instruments. Il est novateur de deux façons. La mesure du contenu en eau liquide proposée est celle de son profil. A l'heure actuelle, les instruments le mesurent soit au sol, soit à une hauteur donnée s'ils sont placés sur mât instrumenté, par exemple. Il est possible de placer un instrument au sol et un ou plusieurs autres sur un mât afin d'obtenir des mesures simultanées à plusieurs altitudes, mais pas un profil. L'autre côté innovant est l'utilisation d'un lidar pour effectuer des mesures le plus près possibles de l'instrument. Effectivement, à l'exception des lidars Doppler sol, les lidars sont rarement utilisés à courte portée.

La première partie de cette thèse sera consacrée à quelques généralités. Les caractéristiques des brouillards seront présentées dans le chapitre 1, en mettant l'accent sur le contenu en eau liquide. Puis, un point sur l'instrumentation sera fait dans le chapitre 2. Celui-ci sera décomposé en trois parties : l'instrumentation déployée sur aéroport, celle permettant de mesurer le contenu en eau liquide et un point plus poussé sur les lidars. Enfin, quelques notions sur la diffusion seront données dans le chapitre 3.

Avant de se pencher sur l'instrument lidar lui-même, c'est l'existence d'un lien entre le contenu en eau liquide et au moins l'un des deux paramètres atmosphériques mesurés par les lidars qui sera établi dans la deuxième partie. Le chapitre 4 présentera deux études réalisées dans les années 70 établissant ce lien. Les vérifications et explications de leurs résultats seront l'objet du chapitre 5. Pour cela, j'ai repris l'étude réalisée dans l'un des deux articles avec des granulométries mesurées durant deux campagnes de mesures récentes. J'ai également étudié l'influence de la longueur d'onde et de l'indice de réfraction des particules composant les brouillards sur la relation entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction.

Après avoir confirmé la véracité d'une relation linéaire entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction, j'aborderai l'instrument lidar à proprement parler dans la troisième partie. Je commencerai par analyser l'impact du rayonnement propre du brouillard sur la qualité des signaux enregistrés dans le chapitre 6. Ensuite, je déterminerai l'architecture la plus appropriée, entre la détection directe (chapitre 7) ou la détection hétérodyne (chapitre 8).

La quatrième partie sera consacrée à l'étude du lidar et de ces capacités à mesurer le profil du contenu en eau liquide d'un brouillard. J'ai développé une expression analytique du rendement hétérodyne (chapitre 9). Pour éprouver les capacités d'un lidar, j'ai réalisé un simulateur. Son fonctionnement et sa validation seront présentés au chapitre 10. Enfin, le chapitre 11 se penchera sur les résultats de restitution du coefficient d'extinction du brouillard.

Partie I

Étude physique

Cette thèse s'appuie sur deux domaines différents, la météorologie et l'instrumentation optique par l'intermédiaire, respectivement, des brouillards et des lidars. En effet, cette étude s'intéresse à la possibilité de réaliser la mesure du contenu en eau liquide dans le brouillard à l'aide d'un lidar. Cette mesure implique l'existence d'une relation entre au moins l'un des paramètres mesurés par le lidar et le contenu en eau liquide. Cette relation doit être indépendante de la granulométrie et suffisamment simple pour pouvoir être utilisée de façon opérationnelle.

Le chapitre 1 regroupe une explication du phénomène des brouillards, suivie d'un inventaire de l'instrumentation météorologique déployée sur aéroport et de l'instrumentation existante permettant d'effectuer des mesures du contenu en eau liquide. Les principes de base de la mesure et de l'instrument lidar puis des notions sur les processus de diffusion et les paramètres associés sont également apportés.

Le chapitre 2 est consacré à la relation entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide. Dans un premier temps, les articles de P. Chylek [15] et Pinnick et al. [16] dans lesquels une telle relation est proposée sont brièvement présentés. Puis dans un second temps, j'expose mes travaux destinés à explorer la validité de cette relation à l'aide d'observations réalisées récemment dans des brouillards avec une instrumentation actuelle plus performante que celle qu'utilisa Pinnick à la fin des années 70. L'étude est poussée plus en avant en analysant les approximations proposées par Chylek et les paramètres qui les influencent notamment l'indice de réfraction des gouttes d'eau.

Chapitre 1.

Présentation générale

1.1) Les brouillards

La formation des brouillards et des brumes est due à la condensation de la vapeur d'eau saturante sur des noyaux de condensation. Celle-ci produit des gouttelettes submicrométriques qui atteignent vite quelques micromètres de diamètre par croissance hygroscopique². En altitude, ce processus génère des nuages, mais lorsqu'il survient dans la couche d'air en contact avec le sol, cela forme du brouillard ou de la brume.

Il existe différents types de brouillards et de brumes qui peuvent être différenciés de nombreuses façons [17]. Ils peuvent, par exemple, être classés suivant leur type [18], leur visibilité ou leurs lieux de formation.

D'après Willett [19] et Byers [20], les principaux types de brouillards sont :

- les brouillards d'advection³,
- les brouillards de rayonnement,
- les brouillards de front,
- les brouillards de glace et de neige.

Certaines régions sont plus propices à la formation de certains types de brouillards. Ainsi, les brouillards d'advection se rencontrent plutôt près des côtes ou sur la mer et, les brouillards de neige et de glace dans des régions froides. Les deux types de brouillards les plus courants dans la nature sont les brouillards d'advection et de rayonnement [21].

1.1.1) Différence entre les brumes et les brouillards

La visibilité est la caractéristique la plus simple différenciant les brumes des brouillards. La limite les départageant est une visibilité de 1 km. Pour une visibilité supérieure à 1 km, ce sont des brumes et pour une visibilité inférieure à 1 km, des brouillards. Grâce à la visibilité, il est possible de répartir les conditions atmosphériques en différentes catégories comme le montre le Tableau 1 [18].

² Relatif à l'absorption d'humidité

³ Transfert d'une propriété par le mouvement naturel, et principalement horizontal, d'une masse

Catégories	Echelle visuelle	
Brouillard très dense	$\leq 0,1$ km	($\leq 0,625$ miles)
Brouillard dense	$\leq 0,4$ km	($\leq 0,25$ miles)
Brouillard	< 1 km	($\leq 0,5$ miles)
Brouillard léger	1 à 5 km	(0,6 à 3 miles)
Brume dense	> 5 à 10 km	(> 3 à 6 miles)
Brume légère	> 10 à 15 km	(> 6 à < 10 miles)
Temps quasi-clair	16 à 32 km	(10 à 20 miles)
Temps clair	> 32 km	(> 20 miles)
Temps exceptionnellement clair	> 50 km	(> 30 miles)

Tableau 1 : Classification des brumes et brouillards en fonction de l'échelle visuelle donnée par James E. Jiusto [18]

Si la visibilité est relativement facile à observer, la différence réelle est physique. Dans la brume, la saturation⁴ n'est pas atteinte. En effet, l'humidité relative⁵ significative considérée pour la formation de brumes est de 70 à 75 % [18] (comparé à 100 % pour les brouillards). En réalité, les gouttelettes constituant les brumes n'en sont qu'à leur état élémentaire et sont donc plus petites que celles des brouillards, ce qui explique que les brumes offrent une meilleure visibilité.

1.1.2) Processus de formation

Bien que plusieurs processus puissent être à l'origine du brouillard et que de nombreux facteurs influencent sa formation, leurs mécanismes de formation peuvent être réduits à trois processus principaux [18] :

- le mélange vertical de couches d'air humide de différentes températures (brouillard d'advection),
- le refroidissement de l'air à son point de saturation (brouillard de rayonnement),
- l'addition de vapeur d'eau à l'air (brouillard frontal).



Les brouillards d'advection (ci-contre sur l'East River Montain, en Virginie) apparaissent lorsqu'une masse d'air se déplace sur une surface (terre ou mer) dont la température est inférieure à celle du point de rosée. La masse d'air se déplaçant et celle en contact avec le sol se mélangent, la vapeur d'eau se condense et forme un brouillard.

⁴ Fait d'amener au plus haut degré de concentration d'une substance diluée en solution

⁵ Comparaison entre la quantité d'eau présente dans l'air et la quantité qu'il faudrait pour saturer cet air à une température donnée

Les brouillards de rayonnement (ci-contre à Agra, Inde) ont pour origine le rayonnement nocturne. La nuit, le rayonnement infrarouge du sol n'est plus compensé par le rayonnement solaire visible. Si l'humidité dans les couches d'air au-dessus du sol est suffisante, la condensation peut avoir lieu et donner naissance à un brouillard. Ce type de brouillard se dissipe généralement avec la levée du soleil.



Les brouillards de front sont dus à une chute de pluie provenant d'une couche d'air chaud en altitude. Lorsque cette dernière se trouve au-dessus d'une couche d'air sec et plus froid, l'ajout de l'humidité par le biais de pluie entraîne la formation d'un brouillard.

Les brouillards de glace sont composés de cristaux de glace en suspension. Ceux-ci résultent de la congélation de minuscules gouttelettes d'eau en surfusion⁶. Ils se forment dans un air clair, calme et stable, avec des températures inférieures à - 30 °C.

Un autre phénomène, l'affaissement d'un stratus, peut provoquer la naissance d'un brouillard. Ce phénomène a probablement pour cause le refroidissement radiatif sous la base du nuage par le rayonnement infrarouge de la base du nuage [22].



Le smog désigne une brume jaunâtre tirant sur le brun, constituée d'un mélange de polluants atmosphériques. Ce mot provient de la contraction de deux mots anglais smoke (fumée) et fog (brouillard). Il apparaît principalement sur les grandes villes (ci-contre à New York) lorsqu'une forte humidité s'allie à une pollution atmosphérique durable, cela crée une sorte d'aérosol humide qui peut être dangereux pour la santé [23].

Plusieurs des mécanismes décrits ci-dessus peuvent avoir lieu en même temps et contribuer ensemble à la formation du brouillard.

1.1.3) Caractéristiques typiques

Il est difficile de généraliser les caractéristiques des brouillards. En effet, celles-ci dépendent du type, de l'état d'évolution ainsi que de l'altitude. Cependant, certaines valeurs caractéristiques peuvent être considérées, en n'oubliant pas qu'il s'agit de valeurs moyennes et que les valeurs mesurées oscilleront plus ou moins grandement autour de celles-ci. Ces caractéristiques sont le rayon des particules, l'épaisseur de la couche et le contenu en eau liquide.

Le rayon des gouttelettes [18] & [21] pour un brouillard de rayonnement est d'environ 2,5 à 5 μm alors que pour un brouillard d'advection, il est d'environ 10 μm . Leurs épaisseurs

⁶ Etat d'un corps refroidi lentement, qui reste à l'état liquide en dessous de sa température normale de solidification

oscillent de quelques dizaines à quelques centaines de mètres. L'échelle de variation typique du contenu en eau liquide va de quelques mg.m^{-3} à quelques centaines de mg.m^{-3} , mais la valeur maximale dépasse rarement 0,1 à 0,3 g.m^{-3} au sol [18]. Si ce seuil est dépassé, cela signifie que le brouillard fusionne avec un stratus. La valeur maximale du contenu en eau liquide se situe autour de 100 mg.m^{-3} pour un brouillard de radiation et de 200 mg.m^{-3} pour un brouillard d'advection [18] & [21].

1.1.4) Liens avec l'humidité relative

L'humidité relative est le rapport entre la quantité de vapeur d'eau présente dans l'air et la quantité qu'il faudrait pour saturer cet air à une température donnée sans qu'il y ait condensation. Les brouillards se forment lorsque l'air dépasse la saturation c'est-à-dire quand l'humidité relative est supérieure à 100 %. L'humidité dans l'air se condense sur des noyaux de condensation, qui sont le plus souvent des aérosols. Ce phénomène s'appelle la nucléation⁷. Si l'atmosphère est saturée, c'est-à-dire pour une humidité relative à 100 %, l'embryon de goutte atteint son rayon dit « d'équilibre » [24]. Un noyau contribuera au brouillard s'il continue de grossir une fois ce rayon atteint.

1.1.5) Liens avec le contenu en eau liquide

A l'heure actuelle, le profil du contenu en eau liquide des brouillards est un paramètre qui n'est pas mesuré. Son estimation pourrait donc améliorer la compréhension du cycle de vie du brouillard.

1.1.5.1) Relation avec la visibilité

Il existe une forte corrélation entre l'eau liquide contenue dans les brouillards et la visibilité horizontale. C'est la diffusion de la lumière sur les gouttelettes d'eau constitutives du brouillard qui diminue la visibilité. Elle varie donc en sens opposé au contenu en eau liquide : s'il augmente, la visibilité diminue [25]. Cependant, la variation de la visibilité n'est pas toujours d'égale intensité pour un contenu en eau liquide donné, car elle ne dépend pas uniquement de lui. La taille des gouttes d'eau intervient également. Pour un contenu en eau liquide constant, un nombre supérieur de petites gouttes d'eau réduit la visibilité.

1.1.5.2) Relation avec la taille des gouttelettes d'eau

Le brouillard est constitué de gouttelettes d'eau, qui se créent par la condensation de la vapeur d'eau sur des noyaux de condensation. Ces gouttelettes sont de différentes tailles et réparties de façon non uniforme dans la couche de brouillard. De plus, cette distribution varie au cours du cycle de vie du brouillard. Sa mesure peut donc fournir une information sur le stade d'évolution du brouillard.

⁷ Formation d'embryon ou de germes de gouttes dans la vapeur d'eau saturante à température positive

Il est admis que la distribution de taille des particules est une somme de lois log-normales. Chacune des lois de cette somme représente un mode de la distribution. Ces modes sont principalement caractérisés par le rayon central du mode. Ainsi les modes de « petites gouttes » et de « grosses gouttes » sont souvent évoqués [26]. La loi représentant un mode s'écrit :

$$n(r_g) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_g} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2} \ln\left(\frac{r_g}{r_0}\right)^2\right] \quad 1$$

avec :

- $n(r_g)$: la distribution de taille des gouttelettes,
- r_g : le rayon de la gouttelette pour laquelle la distribution est calculée (en m),
- N_0 : la concentration des gouttelettes (en m^{-3}),
- σ : la variation de taille des gouttelettes (sans unité),
- r_0 : le rayon central du mode des particules considérées (en m).

Le contenu en eau liquide peut s'exprimer en fonction de la distribution de taille des gouttelettes [16] :

$$W = \frac{4}{3} \pi \rho_{H_2O} \int r_g^3 n(r_g) dr_g \quad 2$$

avec :

- W : le contenu en eau liquide (en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$),
- ρ_{H_2O} : la densité de l'eau (en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$).

Dans plusieurs documents, l'évolution des brouillards est décomposée en trois parties : la formation, le stade de maturité et la dissipation [22] & [27]. Cependant, lors des études déterminant l'évolution des distributions de taille des gouttelettes en fonction du cycle de vie des brouillards, les différents stades d'évolution présentés sont plus spécifiques au brouillard étudié.

Wendish décompose l'évolution du brouillard en 2 phases [26]. Au cours de la première, appelée « *phase initiale* », la distribution de taille se distingue par un grand nombre de gouttelettes de petites tailles et un nombre de gouttelettes de grandes tailles augmentant modérément. Faisant suite à cette première phase, le brouillard entre dans une seconde phase appelée « *phase de transfert de masse* ». Celle-ci est définie par une augmentation importante de la quantité d'eau contenue dans les gouttes de grandes tailles alors qu'elle reste stable dans les gouttes de petites tailles. Au cours de cette phase, le nombre de gouttes, grandes ou petites, augmente.

Wang étudie un brouillard d'hiver sur le mont Yunwu [28]. Il présente une évolution de la distribution de taille des gouttelettes en fonction du cycle de vie du brouillard. Ce dernier est réparti en quatre phases, la formation, l'évolution, la maturation et la dissipation. Il montre que lors de la formation du brouillard le nombre de gouttelettes est faible et qu'elles sont plutôt de petites tailles. La période d'évolution voit le nombre de gouttes ainsi que leur taille augmenter. Durant la maturation, le nombre de gouttelettes diminue, mais pas leur taille, dans la période de dissipation le nombre ainsi que la taille des gouttes diminuent.

Un exemple de distribution de taille pour trois types d'aérosols est présenté sur la Figure 1 [29].

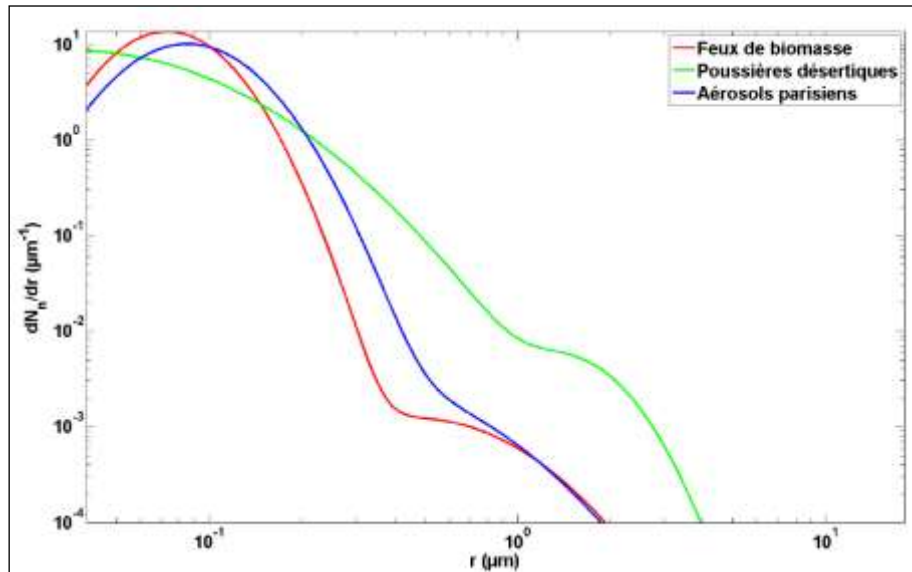


Figure 1 : Exemple de distribution de taille de trois types d'aérosol

1.2) Instrumentation existante

Les aéroports, pour lesquels la connaissance des conditions météorologiques est importante, sont équipés de nombreux appareils de mesure météorologique. Une présentation de ces différents instruments fait l'objet d'un premier point. Ensuite, les différentes techniques permettant d'obtenir une information sur le contenu en eau liquide des brouillards sont présentées. Enfin, le lidar, instrument sur lequel repose entièrement cette étude, est l'objet de la troisième partie de ce chapitre.

1.2.1) Instrumentation déployée sur aéroport

1.2.1.1) Capteurs généraux sur aéroport

En général, les aéroports sont équipés de stations météorologiques classiques délivrant des mesures de pression, température, humidité et vent à 10 m de hauteur à un pas de temps de l'ordre de la minute.

A ces observations standards se rajoute la mesure du plafond nuageux par ceilomètres ou télémètres de nuages. Cet instrument détermine la hauteur de la base des nuages grâce à une impulsion lumineuse émise par un laser, en mesurant le temps entre l'émission et la réception de l'écho lumineux sur le nuage [30]. En cas de brouillard, le télémètre signale un nuage à hauteur du sol. Il permet également de détecter les éventuels nuages bas susceptibles de se transformer en brouillard et de suivre leur progression vers le sol quand c'est le cas.

Une autre mesure réglementaire est la visibilité. Ce paramètre est défini de plusieurs façons et est physiquement lié à deux effets : l'incapacité de la lumière provenant d'un objet éloigné à atteindre l'observateur à cause de l'absorption et l'augmentation du fond lumineux entre l'objet et l'observateur [31]. Nous nous intéressons plus particulièrement à deux définitions. La portée optique météorologique (POM) est la distance parcourue dans l'atmosphère pour que l'intensité du flux lumineux d'un faisceau de rayons lumineux parallèles (d'une lampe à incandescence ayant une température de couleur de 2 700 K) soit réduite à 0,05 fois sa valeur originale [32]. La portée visuelle de piste (PVP ou RVR pour Runway Visual Range) est définie comme « la distance jusqu'à laquelle un pilote d'aéronef, placé 5 m au-dessus de l'axe de la piste, peut voir les marques ou les feux qui délimitent ou balisent la piste » [31] et [32]. Elle détermine les conditions d'exploitation d'un aéroport pratiquant des approches de précision. Elle est définie par l'Organisation de l'Aviation Civile Internationale (OACI) [31].

Actuellement, l'instrument déployé par Météo-France pour l'observation de la visibilité est le diffusiomètre. Celui-ci mesure le facteur de diffusion latérale d'une onde optique. Il est constitué d'un support vertical fixé au sol [33] auquel deux bras sont attachés, l'un pour l'émetteur, l'autre pour le récepteur. La visibilité est mesurée grâce à la diffusion de la lumière par les particules en suspension dans un volume restreint. La mesure n'est représentative que du volume échantillonné, par conséquent plusieurs instruments sont déployés sur les gros aéroports (3 par piste à Roissy). En complément de ces instruments, des luminancemètres sont utilisés pour mesurer la luminance du fond de ciel. Ils sont donc orientés vers le nord, afin d'éviter l'éblouissement par le soleil [34].

1.2.1.2) Capteurs spécifiques à certains aéroports

En raison de leur taille et de la fréquence des brouillards, les aéroports d'Orly, de Roissy-Charles de Gaulle et de Lyon-Saint Exupéry sont équipés d'une instrumentation plus élaborée composée de mesures dans le sol, de profils atmosphériques en température et humidité et de rayonnement infrarouge et solaire sur deux niveaux.

Les mesures plus précises dans le sol sont réalisées en plaçant un plus grand nombre de sondes à différentes profondeurs. Les capteurs d'humidité donnent l'information sur le contenu volumétrique en humidité du sol. Pour cela, ils réalisent une mesure de la constante diélectrique apparente par l'intermédiaire de la mesure de l'impédance de la sonde. [35].

Les pyranomètres sont des capteurs de flux thermique utilisés pour mesurer le flux de rayonnement du soleil et du ciel reçu par une surface plane. Ils réalisent des mesures pour des longueurs d'onde de 300 à 2 800 nm suivant le filtre utilisé. Ils sont constitués d'une thermopile et mesurent une différence d'énergie proportionnelle au flux reçu [36].

Les pyrgéomètres sont des radiomètres mesurant le flux radiatif infrarouge incident dans toutes les directions. Ils fonctionnent dans la gamme de longueurs d'onde 3,5 à 100 μm (dans l'infrarouge) [37].

1.2.2) Instrumentation de mesure du contenu en eau liquide

Nous pouvons ranger les techniques de mesure du contenu en eau liquide dans le brouillard dans deux catégories : les méthodes directes et les méthodes par intégration des courbes granulométriques [24]. Les paragraphes ci-dessous présentent les instruments existants dans ces deux catégories. Tous ont en commun de réaliser des mesures in situ. Ils sont généralement utilisés au niveau du sol ou à quelques mètres de hauteur. Leur utilisation pour des mesures en altitude requiert un porteur (ballon captif, drone...) dont la mise en œuvre est coûteuse et nécessairement limitée à des périodes de temps relativement courtes.

1.2.2.1) Méthodes directes

Les mesures directes par captation [24] remontent à la fin des années 30. Elles sont peu utilisées et principalement dans le but de vérifier les résultats obtenus par intégration de la courbe granulométrique. Deux techniques existent [24]. La captation sur un fil chaud utilise, comme son nom l'indique, un fil chauffé entrant en contact avec les gouttes. Lors de ce contact, elles s'évaporent et refroidissent le fil. La variation de température entraîne une variation de la résistance du fil, qui donne l'information sur la quantité d'eau. Cette méthode offre un temps de réponse très court [24], mais sous-estime le contenu en eau liquide d'un facteur qui dépend de la distribution de tailles des gouttelettes. En effet, les plus grosses gouttes « se cassent » au contact du fil et le reste des petites gouttes est emporté par l'effet aérodynamique du fil [38]. La captation par des filtres poreux consiste à exposer des filtres au brouillard et la différence de poids avant et après exposition donne la quantité d'eau [24].

1.2.2.2) Mesures par intégration à partir de la courbe granulométrique

Ces méthodes nécessitent de réaliser des mesures granulométriques dans le brouillard. Lorsque la distribution des gouttelettes est connue, le contenu en eau liquide est obtenu à l'aide de l'équation 2 (page 25). Afin d'obtenir une mesure de granulométrie, deux types de procédés peuvent être utilisés : les mesures directes par captation des gouttes et les procédés optiques sans contact. Les points négatifs communs à ces deux types de procédés sont [24] :

- la représentativité de l'échantillon due au faible volume analysé,
- les ségrégations pouvant exister dans les procédés de captage,
- la gamme de mesures de l'appareil ne couvrant pas nécessairement celle des particules,
- les erreurs de nature statistique : certaines classes ont de trop faibles concentrations.

La première technique présentée est une mesure directe : la technique des empreintes. Elle utilise des plaques recouvertes de différents films (collargol, gélatine...). Les gouttes y gravent leur empreinte au moment de la collision et celle-ci reste présente après l'évaporation. Au sol, l'application de cette technique implique de forcer l'air à aller vers les lames, ce qui n'est pas nécessaire pour une utilisation à bord d'un avion. Le diamètre de l'empreinte est généralement supérieur au diamètre réel à cause du phénomène d'aplatissement sur le support.

Les procédés optiques sans contact [24] sont basés sur la diffusion créée par le passage des particules dans un faisceau lumineux. Ce type de procédé ne donne pas une mesure directe.

Chaque particule passant à travers le faisceau diffuse la lumière dans toutes les directions. Un objectif collecte une partie de la lumière diffusée et l'envoie sur un détecteur qui enregistre une impulsion lumineuse. Son amplitude fournit une information sur la taille de la particule. La fréquence des impulsions permet d'estimer la concentration. L'inconvénient de ce type de mesure est que toutes les particules doivent être séparées pour obtenir des résultats exacts. En effet, un agrégat de particules est considéré comme une particule de plus grosse dimension ce qui entraîne une sous-estimation de la concentration. L'avantage de ce genre de dispositif est de ne pas déformer les objets de l'étude.

En 2010, la société Hygéos, le Laboratoire de Météorologie Dynamique de l'Institut Pierre Simon Laplace (IPSL/LMD) et l'équipe Microphysique des Nuages et Physico-Chimie de l'Atmosphère du Centre National de Recherche Météorologique (CNRM/MNPCA) ont mis en place le projet PréViBOSS [39]. Celui-ci a pour but d'étudier les processus entrant en jeu dans le cycle de vie du brouillard. Pour mener cela à bien, ils ont développé un dispositif expérimental optimal permettant de décrire les changements de visibilité dans le cycle de vie du brouillard. Ce dispositif, déployé sur le site du SIRTa à Palaiseau, comprend [39] :

- deux lidars rétrodiffusion qui évaluent le profil vertical de l'extinction par les aérosols et la brume,
- deux radars, un qui donne la vitesse verticale et la turbulence et l'autre, le profil vertical du vent et la turbulence,
- un sodar qui mesure également le profil vertical du vent et la turbulence,
- quatre radiomètres, deux d'entre eux évaluent le contenu intégré de vapeur d'eau, un autre renvoie les propriétés optiques des aérosols intégrées sur la colonne atmosphérique et le dernier donne le bilan radiatif à la surface,
- sept sondes in situ, une station fournit les informations de température, pression, humidité, vent et précipitation, des sondes dans le sol fournissent la température et l'humidité, des anémomètres soniques mesurent le flux turbulent, un spectromètre SMPS (Scanning Mobility Particle Sizer) mesure les aérosols (de 0,01 à 0,5 μm), un spectromètre Palas Welas 2000 mesure les particules de 0,39 à 10 μm , un spectromètre Fog monitor mesure les particules de diamètre de 2 à 50 μm , et un DMT CCNC-100 donne la fraction de noyaux de condensation parmi les aérosols.

L'instrument avec lequel nous souhaitons réaliser des mesures de profil du contenu en eau liquide, le lidar, fait partie des procédés optiques sans contact. Son fonctionnement est explicité dans la partie suivante.

1.2.3) Lidar

Le nom LIDAR désigne un instrument de télédétection active qui est l'équivalent optique du radar, il est même parfois désigné sous le nom de radar laser. Le principe consiste à émettre une impulsion laser en direction de l'objet de l'étude. Quand l'onde rencontre sur son trajet une particule (un aérosol ou une goutte d'eau par exemple), deux phénomènes se produisent : l'absorption d'une partie de l'énergie incidente par la particule et la diffusion de la lumière

suivant toutes les directions. Une partie de la lumière revient vers l'instrument (diffusion de 180°) : c'est le processus de rétrodiffusion. Cette énergie lumineuse est captée grâce à un télescope et convertie en signal électrique à l'aide d'un détecteur.

Je présente ci-dessous brièvement les différents types de lidars et leur architecture. Par la suite, la conception de ces instruments est abordée avant de se pencher sur l'équation lidar, reliant le courant électrique détecté aux variables atmosphériques auxquelles le lidar est sensible.

1.2.3.1) Les différents types

Nous distinguons habituellement cinq types de lidars [9], selon le processus spécifique d'interaction entre le rayonnement et les constituants de l'atmosphère. Ce sont :

- les lidars à rétrodiffusion élastique,
- les lidars à absorption différentielle ou lidars DIAL,
- les lidars Raman,
- les lidars à fluorescence,
- les lidars Doppler.

Les lidars à rétrodiffusion élastique, également appelés lidars Rayleigh-Mie, sont basés sur la diffusion élastique de la lumière. Quand la diffusion se fait principalement sur les molécules d'air, nous parlons de lidar Rayleigh. Quand elle se fait principalement sur les particules (aérosols ou gouttes d'eau), nous parlons de lidar Mie. Tous ces lidars mesurent la puissance optique qui est rétrodiffusée par les molécules ou particules de l'atmosphère. Ils permettent notamment d'étudier la présence et la localisation des aérosols et des couches de nuages.

Les lidars DIAL fonctionnent en absorption différentielle. Ces lidars travaillent sur des composés gazeux spécifiques et utilisent des raies ou des bandes d'absorption de ces gaz. Deux faisceaux de deux longueurs d'onde différentes sont émis, l'un est centré sur une raie d'absorption et l'autre proche, mais hors absorption, sert de référence. Leurs coefficients d'absorption respectifs sont déterminés et la différence entre les deux permet de déduire la quantité de gaz présent [40].

Les lidars Raman utilisent, comme leur nom l'indique, la diffusion Raman qui est un processus de diffusion inélastique (c'est-à-dire avec échange d'énergie entre le rayonnement laser et les « cibles ») entraînant un glissement en fréquence de la radiation diffusée. Ces lidars travaillent sur une molécule spécifique. La longueur d'onde du rayonnement diffusé par la molécule est décalée par rapport à celle du rayonnement incident. La valeur de ce décalage étant caractéristique de la cible, elle peut fournir une information sur la concentration de celle-ci. Cette technique est largement appliquée aux mesures de vapeur d'eau [41].

Les lidars à fluorescence envoient un faisceau laser permettant d'exciter un aérosol donné. Ce dernier réémet donc un rayonnement à une longueur d'onde supérieure à celle de l'onde incidente. Ces lidars sont limités à étudier l'atmosphère au-delà de 30 km [41].

Les lidars Doppler se basent sur l'effet Doppler pour fournir une information sur le vent. En effet, le vent produit un décalage en fréquence du signal. En déterminant la différence de fréquence entre le faisceau émis et le faisceau rétrodiffusé, la vitesse du vent peut être déduite.

1.2.3.2) Architecture lidar

Les éléments essentiels d'un lidar peuvent être séparés en trois modules :

- le module d'émission,
- le module de réception,
- le module de détection.

Le module d'émission est constitué d'un émetteur laser et d'un dispositif optomécanique. L'émetteur laser génère soit des impulsions lumineuses, soit un faisceau continu. Les longueurs d'onde utilisées dépendent des applications et vont de 250 nm à 11 μm [40]. Le dispositif optomécanique envoie le faisceau lumineux en direction de l'atmosphère. Il contient souvent un extenseur de faisceau qui augmente la largeur de celui-ci tout en diminuant sa divergence.

Le module de réception est constitué d'une optique collectant le signal rétrodiffusé et des optiques de traitement. L'optique primaire collecte la lumière rétrodiffusée et la focalise en un point. La taille de cette dernière est importante pour déterminer l'efficacité du système. Elle peut aller de quelques dizaines de centimètres à quelques mètres [41]. Puis la lumière est traitée par un filtrage en longueur d'onde, en polarisation ou en « altitude » selon le sujet de l'étude. Un filtrage en longueur d'onde permet de s'affranchir d'une partie du bruit de fond et/ou de cibler une longueur d'onde particulière (longueur d'onde de la diffusion Raman par exemple). Le filtrage en polarisation permet d'étudier le taux de dépolarisation de la lumière au moment de la rétrodiffusion et d'acquérir ainsi une information sur la forme des diffuseurs (sphérique = pas de dépolarisation ; asphérique = dépolarisation). Le filtrage en « altitude » est, quant à lui, habituellement utilisé pour protéger les lidars hautes puissances de la lumière rétrodiffusée en champ proche. Cette dernière, trop puissante, risque d'empêcher le système de détection d'enregistrer des signaux avec une bonne précision. Ce filtrage est réalisé à l'aide d'un « chopper » qui obstrue le chemin optique pendant et juste après le tir d'une impulsion.

Le module de détection convertit le signal lumineux en signal électrique. Pour les lidars incohérents, la détection se fait généralement à l'aide de photomultiplicateurs, mais d'autres détecteurs peuvent convenir tels que les photodiodes à avalanche, les photomultiplicateurs à multianodes ou les CCDs. En sortie des détecteurs, des impulsions électriques sont produites à la fois par les photons entrant sur le détecteur et par la production d'électrons due à l'émission thermique à l'intérieur du détecteur ; ce phénomène est appelé courant d'obscurité. Ces impulsions sont enregistrées de façon électronique ; il existe deux méthodes permettant de le faire : le photocomptage ou la détection analogique. Le premier est plus précis, mais sature lorsque le flux lumineux détecté est élevé, le second est moins sensible, mais admet une dynamique plus importante.

1.2.3.3) Les options de conception

Les lidars peuvent être réalisés de différentes façons, car plusieurs options peuvent être choisies au moment de leur conception, ce qui conduit à des architectures différentes. Le choix des options dépend de l'application de l'instrument. Les plus courantes d'entre elles sont présentées ci-dessous.

- **Détection directe ou hétérodyne :**

La *détection hétérodyne* consiste à mélanger le faisceau rétrodiffusé avec un faisceau provenant d'un laser très stable en fréquence appelé oscillateur local (OL). Ce mélange va créer des interférences qui sont isolées pour être traitées. Ce type d'instrument a une bande passante faible qui permet de s'affranchir d'une partie du bruit. La détection hétérodyne est opposée à la *détection directe*, dans laquelle le faisceau lumineux rétrodiffusé est détecté directement sans être mélangé à un autre faisceau, mais ayant éventuellement traversé des optiques interférentielles (cas des lidars Doppler à détection directe).

- **Emission continue ou pulsée :**

Une *émission continue* confine la mesure au point de focalisation, elle a une portée limitée puisque le faisceau ne peut être focalisé au-delà d'une certaine distance. Cependant, sa précision est meilleure que celle d'une émission pulsée, car la totalité de sa puissance est utilisée pour sonder un volume donné. Une *émission pulsée* permet d'obtenir une information spatialement résolue et d'atteindre des portées importantes (quelques kilomètres).

- **Emission/réception mono ou bistatique :**

En *monostatique*, les axes de réception et d'émission sont confondus. L'avantage est l'obtention d'un recouvrement spatial plus rapide et la compacité de l'instrument. Mais cela nécessite l'insertion d'un système de séparation des voies aller et retour. En *bistatique*, les axes sont différents (éventuellement parallèles), ce qui permet d'avoir une architecture plus simple. Mais le télescope ne « voit » pas le faisceau laser à courte portée, il y a donc une zone dans laquelle aucune mesure n'est réalisable.

Pour cette étude, les lidars utilisés sont des lidars à rétrodiffusion élastique. De plus, puisqu'ils doivent renvoyer l'information sur le profil du contenu en eau liquide, le laser utilisé sera pulsé. Les autres paramètres restent, quant à eux, à déterminer.

1.2.3.4) Équation lidar

Le grand avantage du lidar sur d'autres types d'instruments optiques est qu'il permet de mesurer un profil, c'est-à-dire la valeur d'un paramètre en fonction de la distance au lidar. En effet, en supposant que l'énergie lumineuse a suivi un chemin rectiligne depuis son émission par la source laser jusqu'à sa réception par le télescope, la relation entre la durée d'un aller-retour et l'altitude de l'interaction diffusante à l'origine du retour de l'énergie peut être déduite par l'intermédiaire de la vitesse de la lumière :

$$R = \frac{ct_{AR}}{2}$$

avec :

- R : la distance entre l'émetteur et le récepteur, et la particule diffusante (en m),
- t_{AR} : le temps mis pour faire un aller-retour (en s),
- c : la vitesse de la lumière dans le vide ($c = 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$).

La puissance optique rétrodiffusée $P(R)$ en fonction de la distance R est appelée signal lidar. Moyennant quelques simplifications, elle s'exprime par la relation :

$$P(R) = KG(R)\beta(R, \lambda)T^2(R, \lambda)$$

avec :

- K : le facteur de performance du système lidar,
- $G(R)$: le facteur géométrique,
- $\beta(R, \lambda)$: le coefficient de rétrodiffusion (en m^{-1}),
- $T^2(R, \lambda)$: la transmission atmosphérique aller-retour,
- λ : la longueur d'onde dans le vide (en m).

Les deux premiers facteurs K et $G(R)$ dépendent uniquement du système et sont donc complètement déterminés par le concepteur. Le facteur de performance du système lidar peut s'écrire :

$$K = \frac{c}{2} E_l A \eta_s$$

avec :

- E_l : l'énergie de l'impulsion laser (en J),
- A : la surface de l'optique collectrice (par exemple du télescope) (en m^2),
- η_s : le rendement système.

Le facteur $\frac{1}{2}$ est dû au fait que l'impulsion laser fait un aller-retour dans l'atmosphère. Le facteur géométrique s'exprime, quant à lui, de la façon suivante :

$$G(R) = \frac{O(R)}{R^2}$$

avec : $O(R)$, le facteur de recouvrement du champ de vue du récepteur et le faisceau laser.

Enfin, les deux autres paramètres $\beta(R, \lambda)$ et $T(R, \lambda)$ reflètent respectivement la quantité de lumière rétrodiffusée à une altitude donnée R et celle perdue sur le chemin aller-retour jusqu'à l'altitude R . La transmission atmosphérique sur la couche atmosphérique allant d'une altitude de 0 m à R , a pour expression :

$$T(R, \lambda) = \exp \left[- \int_0^R \alpha(z, \lambda) dz \right]$$

avec :

- $\alpha(z, \lambda)$: le coefficient d'extinction (en m^{-1}),
- z : l'altitude (en m).

Par conséquent, l'équation de la puissance rétrodiffusée est [9] :

$$P(R, \lambda) = \frac{c}{2} E_0 A \eta_s \frac{O(R)}{R^2} \beta(R, \lambda) \exp \left[-2 \int_0^R \alpha(z, \lambda) dz \right] \quad 3$$

avec : E_0 : l'énergie du laser (en J)

1.3) Quelques rappels sur la diffusion de la lumière

La base de la mesure lidar est l'interaction entre une particule en suspension et l'onde lumineuse. Cette interaction relève de deux phénomènes : la diffusion et l'absorption. Pour caractériser ces deux phénomènes, trois grandeurs physiques liées entre elles peuvent être définies : l'efficacité Q_{qcq} (sans unité), le coefficient α_{qcq} (en m^{-1}) et la section efficace s_{qcq} (en m^2).

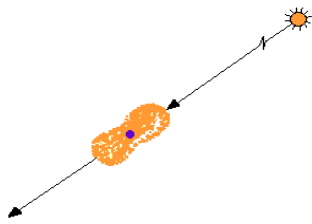
Par exemple dans le cas de la diffusion, la section efficace est la surface plane perpendiculaire au faisceau incident qui intercepte la même quantité d'énergie que celle diffusée par la particule. L'efficacité est le rapport de la section efficace sur la section géométrique de la particule. Le coefficient, quant à lui, intègre les sections efficaces par unité de volume, c'est-à-dire considère la diffusion non plus d'une unique particule, mais d'un ensemble de particules. Pour cela, il multiplie la section efficace par la concentration N de particules (m^{-3}). Les relations liant ces paramètres entre eux sont :

$$Q_{qcq} = \frac{s_{qcq}}{\pi r_p^2} \quad \alpha_{qcq} = \pi \int r_p^2 Q_{qcq}(r_p) n(r_p) dr_p$$

où r_p est le rayon des particules considérées (en m). Les lidars recevant le signal rétrodiffusé par l'atmosphère, la notion de diffusion est brièvement rappelée dans ce qui suit en mentionnant les différents types possibles (diffusion de Rayleigh, diffusion de Mie et diffusion Raman). La théorie liée à la diffusion de Mie fait ensuite l'objet d'un rappel un peu plus détaillé compte tenu de son importance pour la présente thèse.

1.3.1) Diffusion

Le phénomène qui permet à une onde lumineuse d'être déviée dans plusieurs directions par un objet quelconque s'appelle la diffusion. Celle-ci peut avoir lieu dans toutes les directions. Si ses caractéristiques ne varient pas en fonction de l'angle de diffusion, elle est dite *isotrope*, si elle privilégie une ou plusieurs directions, elle est dite *anisotrope*. Elle peut être classée en deux catégories, élastique ou inélastique. La diffusion *élastique* n'a pas d'impact sur la longueur d'onde, contrairement à la diffusion *inélastique* qui produit un changement de longueur d'onde entre les rayonnements incident et diffusé.



La *diffusion de Rayleigh* est la diffusion par les éléments diffusants dont le rayon est très inférieur à la longueur d'onde. Ce processus diffuse la lumière de façon identique vers l'avant et vers l'arrière (figure ci-contre en lumière réelle). Elle présente un minimum de diffusion pour un angle de 90° par rapport au faisceau incident.

La *diffusion de Mie* est la diffusion par les éléments diffusants dont le rayon est du même ordre de grandeur ou plus grand que la longueur d'onde. Ce processus diffuse la lumière de façon plus importante vers l'avant (figure ci-contre en lumière réelle). Lorsque la taille de la particule augmente, la diffusion vers l'avant augmente aussi.



La *diffusion Raman* provient de l'excitation de transitions rotationnelles ou vibrationnelles des molécules. Elle entraîne un échange d'énergie entre le photon incident et l'élément diffusant. La valeur de cet échange est caractéristique de la composition de l'élément diffusant. Il engendre un décalage en longueur d'onde du faisceau incident.

Lorsque la lumière traverse un milieu « dilué », c'est-à-dire contenant des diffuseurs aléatoirement répartis dans l'espace, les photons peuvent potentiellement être diffusés plusieurs fois par plusieurs diffuseurs avant de revenir vers l'observateur et d'être détectés. Nous parlons alors de *diffusion multiple* [42]. En mesure lidar, la diffusion multiple peut être observée lorsque les milieux traversés sont particulièrement denses. Celle-ci se manifeste alors par une augmentation de la puissance du signal et une modification de la polarisation [43]. Le plus souvent, nous pouvons considérer que les photons détectés n'ont subi qu'une seule diffusion, et nous parlons alors de *diffusion simple*. Pour un même milieu, la probabilité d'observer de la diffusion multiple dépend des caractéristiques du lidar. Par exemple, si le récepteur possède un champ de vue large, la probabilité augmente. Les lidars hétérodynes y sont, pour cette raison, peu sensibles, car leur champ de vue est nécessairement étroit (sinon le rendement de détection est mauvais) [44]. Cependant, le champ de vue ne peut pas être infiniment étroit, il y a donc malgré tout un risque résiduel de diffusion multiple [43].

La diffusion de la lumière par les gouttelettes d'eau constituant le brouillard est caractérisée par le même ordre de grandeur de la longueur d'onde et des diffuseurs. Il s'agit de la diffusion de Mie, c'est pourquoi sa théorie est détaillée ci-dessous.

1.3.2) Théorie de Mie

1.3.2.1) Expression analytique



La théorie de Mie (du nom de son auteur, Gustav Mie : voir photographie ci-contre) a été publiée en 1908. Elle s'exprime de la façon suivante. Quand une sphère, dont les propriétés diélectriques diffèrent de celles du milieu environnant, est éclairée par un rayonnement électromagnétique incident, elle perturbe la propagation de celui-ci. Une partie de l'énergie du champ incident est absorbée par la sphère et transformée sous forme de chaleur tandis qu'une autre partie est diffusée dans toutes les directions sous forme d'un champ électromagnétique, de même longueur d'onde que l'énergie excitatrice.

G. Mie a résolu les équations de Maxwell pour des particules sphériques dispersées. Ces sphères sont considérées de même diamètre et suffisamment distantes les unes des autres pour considérer qu'il n'existe aucune interaction entre elles. Donc l'énergie totale diffusée par l'ensemble des particules est égale à l'énergie diffusée par une particule multipliée par le nombre de particules. A partir de cela, il calcule les champs intérieur et diffusé d'une particule sphérique éclairée par une onde lumineuse à l'aide des conditions aux limites.

Dans un premier temps, l'onde plane est exprimée sur une base d'harmoniques sphériques. Un champ électromagnétique (\mathbf{E}, \mathbf{H}) doit satisfaire les équations d'onde dans un milieu linéaire, isotrope et homogène [45]. Dans le cas d'une onde plane, ces dernières s'écrivent :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \mathbf{k}^2 \mathbf{E} = 0 \qquad \nabla^2 \mathbf{H} + \mathbf{k}^2 \mathbf{H} = 0 \qquad 4$$

avec :

- \mathbf{E} : le champ électrique,
- \mathbf{H} : le champ magnétique,
- \mathbf{k} : le vecteur d'onde (en m^{-1}) $\mathbf{k} = \omega^2 \mu \epsilon$,
- ω : la pulsation,
- μ : la perméabilité (en $\text{kg.m.A}^{-2}.\text{s}^{-2}$),
- ϵ : la permittivité (en $\text{C.V}^{-1}.\text{m}^{-1}$).

De plus, les équations de Maxwell donnent :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 & \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 & 5 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= i\omega\mu\mathbf{H} & \nabla \times \mathbf{H} &= i\omega\epsilon\mathbf{E} & 6 \end{aligned}$$

Ce qui traduit une divergence nulle et une dépendance mutuelle de \mathbf{E} et \mathbf{H} . Le but est de construire une base d'harmoniques sphériques vectorielles répondant aux équations 4, 5 et 6 [45]. Pour réaliser cette base, deux vecteurs sont construits : \mathbf{M} et \mathbf{N} . Le vecteur \mathbf{M} s'écrit :

$$\mathbf{M} = \nabla \times (\mathbf{c}\zeta)$$

avec :

- \mathbf{c} : un vecteur arbitraire constant appelé le vecteur pilote,
- ζ : une fonction scalaire appelée fonction génératrice.

Or le vecteur \mathbf{M} doit satisfaire l'hypothèse de divergence nulle, c'est-à-dire à l'équation 5, ainsi que l'équation d'onde (équation 4), par conséquent :

$$\nabla^2 \zeta + k^2 \zeta = 0$$

C'est à partir du vecteur \mathbf{M} que le vecteur \mathbf{N} est construit :

$$\mathbf{N} = \frac{\nabla \times \mathbf{M}}{k}$$

Comme pour le vecteur \mathbf{M} , sa divergence est nulle et il satisfait l'équation d'onde par conséquent :

$$\nabla \times \mathbf{N} = k\mathbf{M}$$

Les vecteurs \mathbf{M} et \mathbf{N} ont donc toutes les propriétés d'un champ électromagnétique, ce qui permet de simplifier le problème vectoriel par un problème scalaire. Le choix de la fonction génératrice ζ suit la géométrie du problème ; or cette étude s'intéresse aux particules sphériques, par conséquent se placer en coordonnées polaires (r , θ et φ) est judicieux. Le vecteur pilote choisi est $\mathbf{c} = \mathbf{r}$, ce qui permet d'avoir un vecteur \mathbf{M} perpendiculaire en tout point au vecteur rayon \mathbf{r} [45]. En coordonnées polaires, l'équation d'onde s'écrit :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \zeta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin(\theta) \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \varphi^2} + k^2 \zeta = 0$$

Les solutions cherchées sont de la forme :

$$\zeta(r, \theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$$

ce qui entraîne que :

$$\frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} + m_s^2 \Phi = 0 \quad 7$$

$$\frac{1}{\sin(\theta)} \frac{d}{d\theta} \left(\sin(\theta) \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left[n_s(n_s + 1) - \frac{m_s^2}{\sin^2(\theta)} \right] \Theta = 0 \quad 8$$

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + [k^2 r^2 - n_s(n_s + 1)] R = 0 \quad 9$$

avec m_s et n_s des constantes de séparation qui sont déterminées par des conditions supplémentaires que doit satisfaire ζ .

L'équation 7 a deux solutions linéairement indépendantes de la forme :

$$\Phi_e = \cos(m_s \varphi) \quad \Phi_o = \sin(m_s \varphi)$$

avec m entier. Les solutions de l'équation 8 sont les fonctions de Legendre de premier ordre $P_n^m(\cos\theta)$ de degré n et d'ordre m . Les fonctions de Bessel sphériques de premier ordre j_n et de second ordre y_n sont des solutions linéairement indépendantes de l'équation 9. Une combinaison linéaire de ces deux fonctions est également solution de l'équation 9. Les fonctions de Bessel sphériques de troisième ordre h_n (également appelées fonctions de Hankel) étant une combinaison linéaire des fonctions j_n et y_n sont donc des solutions de l'équation 9 :

$$h_n^{(1)}(\rho) = j_n(\rho) + iy_n(\rho)$$

$$h_n^{(2)}(\rho) = j_n(\rho) - iy_n(\rho)$$

Les fonctions génératrices qui satisfont l'équation d'onde scalaire en coordonnées polaires sont donc :

$$\zeta_{emn} = \cos(m_s \varphi) P_n^m(\cos \theta) z_n(kr)$$

$$\zeta_{onm} = \sin(m_s \varphi) P_n^m(\cos \theta) z_n(kr)$$

avec z_n , une des fonctions de Bessel sphériques j_n , y_n , $h_n^{(1)}$ ou $h_n^{(2)}$. Les vecteurs sphériques harmoniques générés par ζ_{emn} et par ζ_{onm} sont :

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{emn} &= \nabla \times (\mathbf{r} \zeta_{emn}), & \mathbf{M}_{onm} &= \nabla \times (\mathbf{r} \zeta_{onm}) \\ \mathbf{N}_{emn} &= \frac{\nabla \times \mathbf{M}_{emn}}{k}, & \mathbf{N}_{onm} &= \frac{\nabla \times \mathbf{M}_{onm}}{k} \end{aligned}$$

Le problème posé ici est celui d'une onde plane polarisée suivant l'axe $\hat{\mathbf{e}}_x$ dont l'expression en coordonnées polaires est :

$$\mathbf{E}_i = E_0 e^{ikr \cos(\theta)} \hat{\mathbf{e}}_x$$

Celle-ci s'exprime sur la base des vecteurs harmoniques sphériques calculés ci-dessus :

$$\mathbf{E}_i = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n_s + 1}{n_s(n_s + 1)} (\mathbf{M}_{o1n}^{(1)} - i\mathbf{N}_{e1n}^{(1)})$$

L'indice (1) permet de spécifier que les fonctions génératrices ζ_{emn} et ζ_{onm} sont les fonctions de Bessel de premier ordre j_n . En effet, puisque le champ incident est fini à l'origine, cette fonction est plus appropriée. Le champ électromagnétique incident correspondant est :

$$\mathbf{H}_i = \frac{-k}{\omega \mu} E_0 \sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n_s + 1}{n_s(n_s + 1)} (\mathbf{M}_{e1n}^{(1)} - i\mathbf{N}_{o1n}^{(1)})$$

Le champ diffusé ($\mathbf{E}_s, \mathbf{H}_s$) et celui à l'intérieur de la sphère ($\mathbf{E}_{ln}, \mathbf{H}_{ln}$) sont également développés sur la base des vecteurs harmoniques sphériques. Les conditions aux limites entre la sphère et le milieu environnant sont :

$$(\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s - \mathbf{E}_{ln}) \times \hat{\mathbf{e}}_r = (\mathbf{H}_i + \mathbf{H}_s - \mathbf{H}_{ln}) \times \hat{\mathbf{e}}_r = 0$$

Ces conditions ainsi que l'orthogonalité des vecteurs harmoniques et la forme du champ incident dictent la forme de l'extension du champ interne et du champ diffusé. Donc le champ interne s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{ln} &= \sum_{n=1}^{\infty} E_n (c_n \mathbf{M}_{o1n}^{(1)} - id_n \mathbf{N}_{e1n}^{(1)}) \\ \mathbf{H}_{ln} &= \frac{-k_1}{\omega \mu_1} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (d_n \mathbf{M}_{e1n}^{(1)} - ic_n \mathbf{N}_{o1n}^{(1)}) \end{aligned}$$

avec :

- k_l : le nombre d'onde dans la sphère,
- μ_l : la perméabilité de la sphère (en $\text{kg.m.A}^{-2}.\text{s}^{-2}$).

Pour le champ diffusé, les fonctions de Bessel de premier et second ordre j_n et y_n peuvent toutes les deux décrire le comportement du champ. Il est cependant plus pratique d'utiliser les fonctions de Hankel sphériques $h_n^{(1)}$ et $h_n^{(2)}$. Cela donne ainsi :

$$\mathbf{E}_s = \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ia_n \mathbf{N}_{e1n}^{(3)} - b_n \mathbf{M}_{o1n}^{(3)})$$

$$\mathbf{H}_s = \frac{k}{\omega\mu} \sum_{n=1}^{\infty} E_n \left(i b_n \mathbf{N}_{o\ln}^{(2)} - a_n \mathbf{M}_{e\ln}^{(3)} \right)$$

L'indice (3) permet de spécifier que les fonctions génératrices ψ_{enm} et ψ_{onm} sont les fonctions sphériques de Hankel $h_n^{(1)}$ et $h_n^{(2)}$.

Seul le champ diffusé est utilisé par la suite, donc lui seul est étudié plus en détail. Il faut, par conséquent, déterminer les coefficients a_n et b_n . Pour cela, les conditions aux limites sont projetées sur les axes $\hat{\mathbf{e}}_\theta$ et $\hat{\mathbf{e}}_\phi$ [45] :

$$\begin{aligned} E_{i\theta} + E_{s\theta} &= E_{In\theta} & E_{i\phi} + E_{s\phi} &= E_{In\phi} \\ H_{i\theta} + H_{s\theta} &= H_{In\theta} & H_{i\phi} + H_{s\phi} &= H_{In\phi} \end{aligned}$$

De là découlent les coefficients de diffusion a_n et b_n :

$$a_n = \frac{m^2 j_n(mx) [x j_n(x)]' - \mu_1 j_n(x) [mx j_n(mx)]'}{m^2 j_n(mx) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu_1 h_n^{(1)}(x) [mx j_n(mx)]'} \quad 10$$

$$b_n = \frac{\mu_1 j_n(mx) [x j_n(x)]' - j_n(x) [mx j_n(mx)]'}{\mu_1 j_n(mx) [x h_n^{(1)}(x)]' - h_n^{(1)}(x) [mx j_n(mx)]'} \quad 11$$

avec :

- m : l'indice de réfraction complexe de la sphère homogène considérée,
- x : le paramètre de taille dont l'expression est $x = ka = 2\pi a/\lambda$,
- k : le nombre d'onde (en m^{-1}) $k = 2\pi/\lambda$,
- a : le rayon de la sphère (en μm).

Les efficacités peuvent être exprimées à l'aide de ces deux paramètres. Les efficacités d'extinction Q_{ext} et de diffusion Q_{sca} représentent respectivement les quantités d'énergies prélevées par diffusion et absorption et diffusées par la sphère.

Leurs expressions sont :

$$Q_{sca} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad 12$$

$$Q_{ext} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \quad 13$$

L'efficacité d'absorption Q_{abs} décrit la quantité d'énergie absorbée par la sphère, elle est obtenue à l'aide des efficacités d'extinction et de diffusion. En effet, l'efficacité d'extinction est la somme des efficacités d'absorption et de diffusion, soit :

$$Q_{abs} = Q_{ext} - Q_{sca} \quad 14$$

Pour calculer numériquement ces efficacités, les sommes infinies dans les équations 12 et 13 sont tronquées [46] à l'ordre :

$$n_{\max} = x + 4x^{1/3} + 2 \quad 15$$

L'efficacité de rétrodiffusion Q_b qui décrit la quantité d'énergie diffusée vers le lidar est, quant à elle, donnée par :

$$Q_b = \frac{1}{x^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (-1)^n (a_n - b_n) \right|^2 \quad 16$$

Les coefficients d'extinction α , de diffusion σ_s , d'absorption σ_{abs} et de rétrodiffusion β sont exprimés en fonction des efficacités qui viennent d'être définies et des distributions de taille $n(r_p)$ des particules. Leurs expressions sont :

$$\alpha(\lambda) = \pi \int r_p^2 Q_{ext}(\lambda, r_p) n(r_p) dr_p \quad 17$$

$$\sigma_{abs}(\lambda) = \pi \int r_p^2 Q_{abs}(\lambda, r_p) n(r_p) dr_p \quad 18$$

$$\sigma_s(\lambda) = \pi \int r_p^2 Q_{sca}(\lambda, r_p) n(r_p) dr_p \quad 19$$

$$\beta(\lambda) = \frac{1}{4} \int r_p^2 Q_b(\lambda, r_p) n(r_p) dr_p \quad 20$$

1.3.2.2) Modélisation

L'ensemble des modélisations numériques de cette thèse a été réalisé à l'aide de codes écrits pour le logiciel Scilab [47]. J'ai développé deux programmes pour calculer et tracer les différentes efficacités de Mie en partant de programmes publiés par Mätzler [46] & [48]. Le premier programme calcule les efficacités de diffusion, d'absorption, de rétrodiffusion et d'extinction. Le second les trace en fonction du paramètre de taille, indépendamment les unes des autres et regroupées sur un même graphique.

Dans un premier temps, les valeurs des efficacités ont été comparées dans plusieurs cas aux efficacités données sur le site http://omlc.ogi.edu/calc/mie_calc.html pour les mêmes paramètres. Ce site calcule plusieurs paramètres en fonction des informations données en entrée. Les informations demandées en entrée sont :

- le diamètre de la sphère,
- la longueur d'onde dans le vide,
- l'indice de réfraction du milieu,
- les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction de la sphère,
- le nombre d'angles,
- la concentration.

A partir de ces données, il calcule :

- la longueur d'onde dans le milieu,
- le paramètre de taille,
- le cosinus moyen de la fonction de phase,
- les efficacités de diffusion, d'extinction et de rétrodiffusion,
- les sections efficaces de diffusion, d'extinction et de rétrodiffusion,
- les coefficients de diffusion et d'atténuation totale.

Les résultats du programme de Mie réalisés ont été comparés à ceux du site et les résultats correspondent.

Après cette première vérification, l'ensemble des efficacités a donc été tracé. La Figure 2 représente l'ensemble des efficacités et la Figure 3 seulement l'efficacité de diffusion en fonction du paramètre de taille. Pour ces graphiques, la longueur d'onde choisie est celle pressentie pour l'étude des brouillards à savoir 10,5 μm . L'indice de réfraction est celui de

l'eau dans le visible, c'est-à-dire 1,33. Le rayon maximal des particules est de 50 μm pour la Figure 2 et de 100 μm sur la Figure 3.

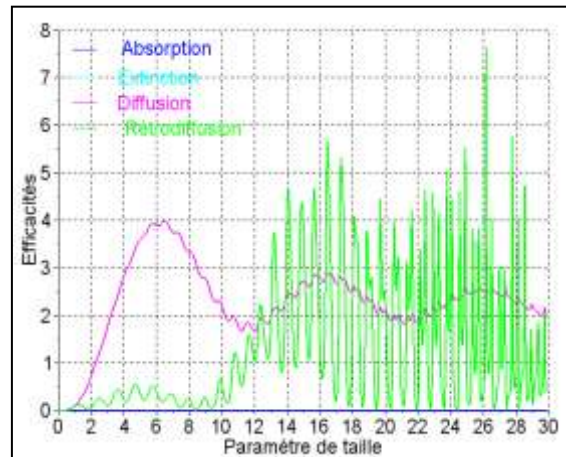


Figure 2 : Efficacités en fonction du paramètre de taille pour un indice de réfraction m de 1,33 et une longueur d'onde λ de 10,5 μm

Sur cette figure, les efficacités d'extinction et de diffusion sont superposées. L'absorption est nulle puisque l'indice de réfraction utilisé n'a pas de composante imaginaire. Il est donc logique que l'extinction et la diffusion soient égales.

La figure suivante permet d'étudier plus précisément l'efficacité de diffusion. Celle-ci tend vers 2 lorsque le paramètre de taille devient grand (droite bleu ciel). De plus, le maximum de cette efficacité se trouve pour $r_p/\lambda = 1$, or ici l'efficacité étant tracée en fonction du paramètre de taille dont l'expression est $x = 2\pi r_p/\lambda$, le maximum de la courbe correspond à la droite $x = 2\pi$ (droite rose).

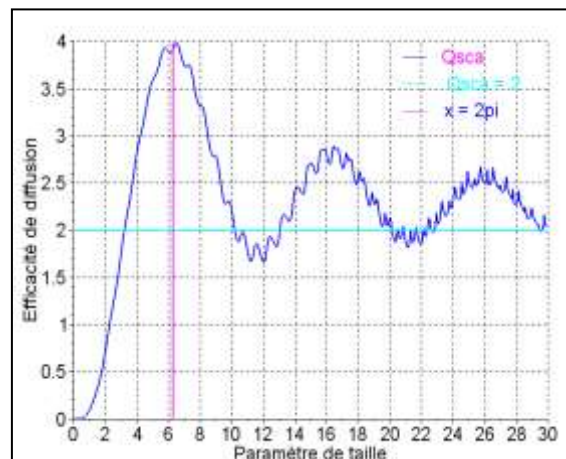


Figure 3 : Efficacité de diffusion en fonction du paramètre de taille pour un indice de réfraction m de 1,33 et une longueur d'onde λ de 10,5 μm

1.4) Conclusions

A l'heure actuelle, les brouillards sont des phénomènes météorologiques encore difficiles à prévoir. En effet, le taux d'erreur dans la prévision est toujours relativement important [49] et leur impact sur les activités humaines fait de leur prévision un enjeu important. Augmenter nos capacités d'observations des brouillards est la voie étudiée ici pour améliorer leur prévision. Le profil vertical du contenu en eau liquide est un des paramètres non mesurés à l'heure actuelle. Ici, je veux concevoir un instrument qui peut être utilisé de façon opérationnelle en contrôle du modèle, celui utilisé à Météo-France est le modèle COBEL. Les brouillards sont des phénomènes fins, par conséquent une résolution fine est nécessaire pour les modéliser correctement. Ainsi il faudrait obtenir une résolution verticale de l'ordre de la dizaine de mètres. De plus, ces mesures seront utilisées pour la prévision opérationnelle, il faudra donc les renouveler régulièrement et avoir une résolution temporelle de l'ordre de la dizaine de minutes. Enfin, la mesure doit être relativement précise, une précision de l'ordre de 10 % du contenu en eau liquide est donc nécessaire. Ces spécifications offrent une idée des performances attendues et permettront de dimensionner l'instrument. Cependant, ces spécifications ne sont que des ordres de grandeur ainsi si la précision doit être effectivement la plus proche possible dès 10 % en revanche pour les résolutions verticales et temporelles nous pourrions être plus souple.

D'autres techniques de mesure peuvent être envisagées et certaines sont à l'étude actuellement. Des études sur la possibilité d'utiliser des lidars Raman pour mesurer le profil du contenu en eau liquide dans les nuages sont actuellement réalisées. [50] Il est également possible qu'un radar de type BASTA puisse être utilisé, mais cela reste à étudier.

Chapitre 2.

Coefficient d'extinction et contenu en eau liquide

2.1) Présentation des articles

Petr Chylek a présenté les résultats de son étude dans l'article intitulé « *Extinction and liquid water content of fogs and clouds* » édité en 1978 [15]. Celle-ci suggère sur la base d'un raisonnement théorique qu'il existe une simple relation entre le coefficient d'extinction dans les nuages ou les brouillards et le contenu en eau liquide. Pinnick et al. ont, quant à eux, publié leurs résultats dans l'article « *Verification of a linear relation between IR extinction, absorption and liquid water content of fogs* » en 1979 [16]. Leur étude présente une vérification empirique des résultats de Chylek.

2.1.1) Etude analytique de P. Chylek

Dans cet article, une relation entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide, indépendante de la distribution de taille des gouttelettes est construite. P. Chylek commence par rappeler les expressions du contenu en eau liquide et du coefficient d'extinction en fonction de la distribution de tailles des gouttelettes :

$$\alpha(\lambda) = \pi \int r_g^2 Q_{ext}(\lambda, r_g) n(r_g) dr_g \quad 21$$

$$W = \frac{4}{3} \pi \rho_{H_2O} \int r_g^3 n(r_g) dr_g \quad 22$$

A l'aide de ces deux équations, W peut être exprimé en fonction de $\alpha(\lambda)$:

$$W = \frac{4\rho_{H_2O}}{3} \frac{\int r_g^3 n(r_g) dr_g}{\int Q_{ext}(\lambda, r_g) r_g^2 n(r_g) dr_g} \alpha(\lambda) \quad 23$$

Afin de simplifier cette équation, il étudie le comportement de l'efficacité d'extinction en fonction du paramètre de taille $x = 2\pi r_g / \lambda$ (Figure 4).

Pour de grandes valeurs du paramètre de taille, l'efficacité d'extinction oscille autour de 2. Il étudie alors l'impact d'une approximation de Q_{ext} par 2 et en conclut qu'elle simplifie bien l'équation 23, mais qu'elle n'affranchit pas de la dépendance vis-à-vis de la distribution de taille. Par conséquent, cette approximation n'est pas utile pour la mesure du contenu en eau liquide.

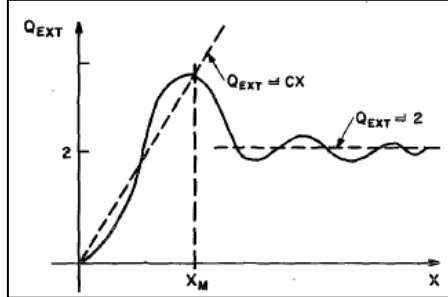


Figure 4 : Comportement schématique de l'efficacité d'extinction Q_{ext} en fonction du paramètre de taille x

L'approximation empirique donnée par Eldridge en 1966 est ensuite étudiée. Elle propose une relation de la forme suivante pour le coefficient d'extinction approché :

$$\hat{\alpha} = a_E W^{b_E}$$

où a_E et b_E sont des constantes expérimentales dont les valeurs sont comprises entre 150 et 230 pour a_E , et entre 0,65 et 1 pour b_E dans le visible. Il conclut en disant que cette approximation est « ambiguë » et ne convient donc pas.

Enfin, la dernière approximation proposée suppose qu'il existe, à une longueur d'onde λ , un rayon r_M et son paramètre de taille associé x_M qui sont définis comme les paramètres maxima en dessous desquels l'efficacité d'extinction peut être approchée par une droite d'équation :

$$\hat{Q}_{ext} = c_e(\lambda)x \quad 24$$

avec c_e , le coefficient de la droite d'approximation du coefficient d'extinction. Ceci permet de réexprimer l'intégrale de l'équation 21 :

$$\int r_g^2 Q_{ext}(\lambda, r_g) n(r_g) dr_g = \frac{2\pi c_e(\lambda)}{\lambda} \int r_g^3 n(r_g) dr_g \quad 25$$

Cette approximation par une droite occasionne une surestimation de l'efficacité pour certains paramètres de taille et une sous-estimation pour d'autres, mais ces deux erreurs auront tendance à se compenser sous l'intégrale. L'approximation 24 est donc correcte même si elle ne semble pas très précise. Ainsi le contenu en eau liquide s'écrit :

$$\hat{W} = \frac{2\rho_{H_2O}\lambda\alpha}{3\pi c_e(\lambda)} \quad 26$$

Chylek fournit également les valeurs du paramètre de taille maximum x_M , du rayon maximum r_M et du coefficient c_e pour plusieurs longueurs d'onde (Tableau 2).

Le rayon maximum des gouttelettes d'eau dans le brouillard étant compris entre 15 et 20 μm , la longueur d'onde la plus appropriée est 11 μm . En effet, il précise que la valeur de 12 μm est absorbée de façon importante par la vapeur d'eau. De plus, il ajoute que le fait que le

rayon des gouttelettes de brouillard « r_g soit plus petit que r_M n'est pas nécessaire tant que les gouttelettes de taille supérieure ne contribuent pas de façon excessive à α ou W ».

λ (en μm)	x_M	r_M (en μm)	c_e
0,5	6,5	0,5	0,61
1,2	6,5	1,2	0,61
3,8	6,0	3,6	0,68
5,3	6,7	5,6	0,58
10	8	12	0,35
11	8	14	0,30
12	8	15	0,35

Tableau 2 : Valeurs de x_M , r_M et c_e pour plusieurs longueurs d'onde

Un exemple de variation du coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide (Figure 5) est présenté pour une longueur d'onde de 11 μm . Les 300 distributions utilisées pour obtenir ce résultat proviennent des travaux de Pinnick et al. et de Platt.

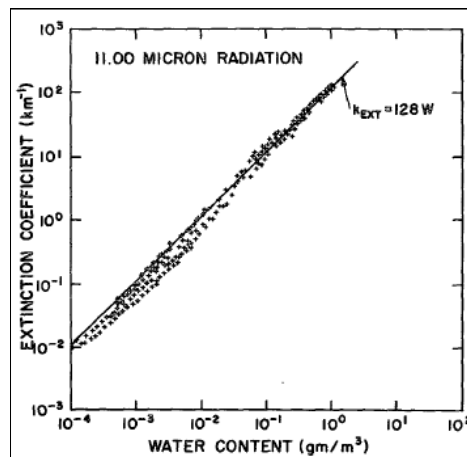


Figure 5 : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide. Les points représentent le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction à une longueur d'onde de 11 μm pour 300 distributions de taille différentes (brouillards, nuages et distributions choisies arbitrairement)

Le nuage de points, représentant les 300 distributions, et la droite de l'approximation sont relativement proches. Cela confirme que la relation entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide est peu dépendante de la distribution de taille. Pour les grands contenus en eau liquide ($> 0,02 \text{ g.m}^{-3}$), la correspondance est très bonne, car dans cette région les distributions de taille ont des gouttelettes de rayons égaux à r_M . En revanche, si le contenu en eau liquide est très faible, les distributions sont composées de gouttelettes de rayons très inférieurs à r_M et il y a une surestimation de l'efficacité et donc du coefficient d'extinction.

L'article de Chylek donne une expression analytique du contenu en eau liquide en fonction du coefficient d'extinction et analyse la cohérence de celle-ci grâce à l'exemple (Figure 5) qui permet de vérifier que cette approximation est correcte. Elle est testée de façon plus complète dans l'article de Pinnick et al. dont les résultats sont maintenant présentés.

2.1.2) Vérification empirique de Pinnick et al.

Pinnick et al. sont partis des expressions 21 et 22, de l'approximation de l'efficacité 24 et de la relation linéaire 26. Les expressions de l'extinction ont été adaptées à l'absorption afin d'étudier ce phénomène. Ces expressions sont :

$$\sigma_{abs}(\lambda) = \pi \int r_g^2 Q_{abs}(m, r_g) n(r_g) dr_g \quad 27$$

$$\hat{Q}_{abs} \approx c_a(\lambda)x \quad 28$$

$$\hat{W} = \frac{2\rho_{H_2O}\lambda\alpha}{3\pi c_a(\lambda)} \quad 29$$

avec c_a , le coefficient directeur de la courbe de tendance de l'efficacité d'absorption.

L'article présente une étude permettant de tester expérimentalement ces expressions. Les indices de réfraction de l'eau utilisés proviennent d'un article de Hale et Querry [51]. 341 distributions de taille de brouillard sont obtenues à partir de trois techniques d'échantillonnage différentes : l'impaction, l'holographie et la diffusion de la lumière et se répartissent de la façon suivante :

- 51 ont été obtenues par impaction et sont tirées d'articles de Garland [52] & [53], Roach [54] et Kumai [55],
- 1 a été obtenue par l'holographie et est issue d'un article de Kunkel [56],
- 289 ont été obtenues par diffusion de la lumière et viennent d'une précédente étude de Pinnick [57].

A l'aide d'un programme de diffusion de Mie, ils ont calculé le contenu en eau liquide ainsi que les coefficients d'extinction et d'absorption à partir des expressions 21, 22 et 28, ce qui a permis de les comparer aux valeurs obtenues à l'aide des expressions linéaires (équations 26 et 29). Les résultats pour le coefficient d'extinction se trouvent sur la Figure 6 qui représente les variations du coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour quatre longueurs d'onde : 0,55 μm , 1,2 μm , 4 μm et 11 μm .

Le nuage de points représente les données obtenues par les distributions et la droite, la relation linéaire unissant le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction. Sur la figure (a), pour une longueur d'onde de 0,55 μm , les points forment effectivement une droite, mais celle-ci n'étant pas superposée à celle de la relation linéaire 26, l'approximation n'est pas satisfaite. Les graphiques (b) et (c), pour les longueurs d'onde de 1,2 et 4 μm , montrent que seule une petite partie des points correspondent à l'approximation. En revanche, sur la figure (d), pour 11 μm , l'approximation 26 utilisée est satisfaisante. En effet, les points sont très proches de la droite théorique, certains se superposent même à cette droite. Il y a donc effectivement une relation entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide qui est indépendante de la distribution de tailles des gouttelettes.

De plus, sur les courbes (a), (b) et (c), les points sont relativement dispersés, ce qui signifie que le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide dépendent de la distribution de tailles des gouttelettes d'eau.

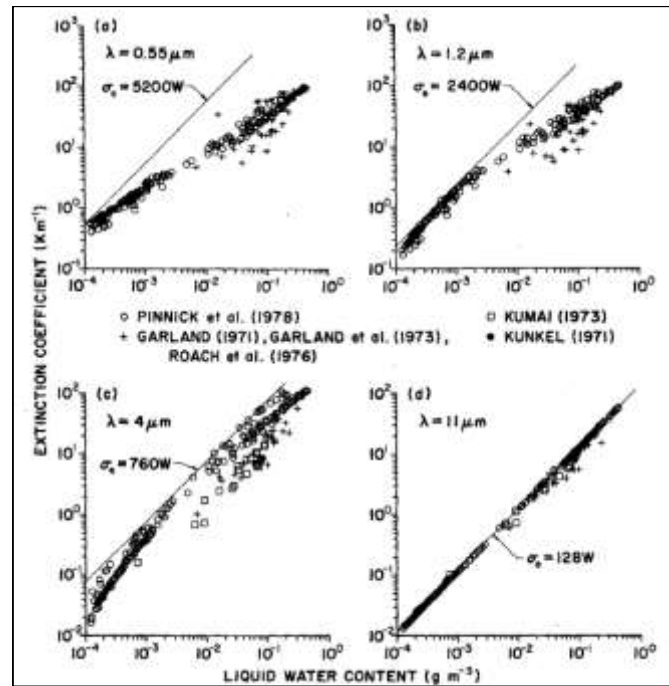


Figure 6 : Contenu en eau liquide en fonction du coefficient d'extinction, comparaison avec l'approximation 26 pour $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$ (a) _ pour $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$ (b) _ pour $\lambda = 4 \mu\text{m}$ (c) _ pour $\lambda = 11 \mu\text{m}$ (d)

L'article présente, également, une comparaison des résultats obtenus pour deux types de brouillards, les brouillards de radiation et d'advection (Figure 7) et pour une longueur d'onde de $11 \mu\text{m}$.

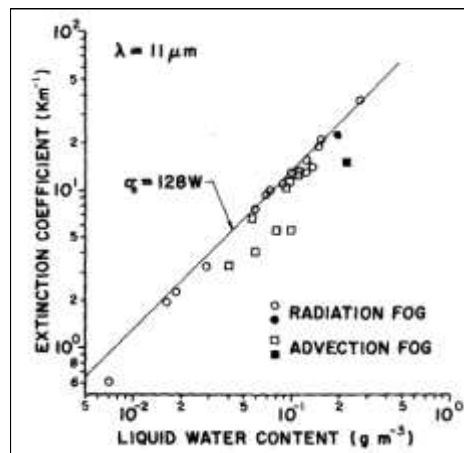


Figure 7 : Contenu en eau liquide en fonction du coefficient d'extinction pour $\lambda = 11 \mu\text{m}$ _ Comparaison entre les brouillards de radiation et d'advection

Il apparaît que l'approximation 26 a une meilleure correspondance pour les brouillards de radiation que pour les brouillards d'advection. Cela est dû au fait que l'approximation est valide pour des gouttelettes de rayon inférieur à $14 \mu\text{m}$ et que dans les brouillards d'advection, les gouttelettes d'eau ayant un rayon supérieur à cette valeur sont plus nombreuses.

L'approximation 29 reliant le contenu en eau liquide et le coefficient d'absorption est également analysée. La Figure 8 représente la variation du contenu en eau liquide en fonction du coefficient d'absorption pour deux longueurs d'onde, à savoir $3,8 \mu\text{m}$ et $9,5 \mu\text{m}$. Comme précédemment, le nuage de points correspond aux 341 distributions de taille et la droite à la relation linéaire 29.

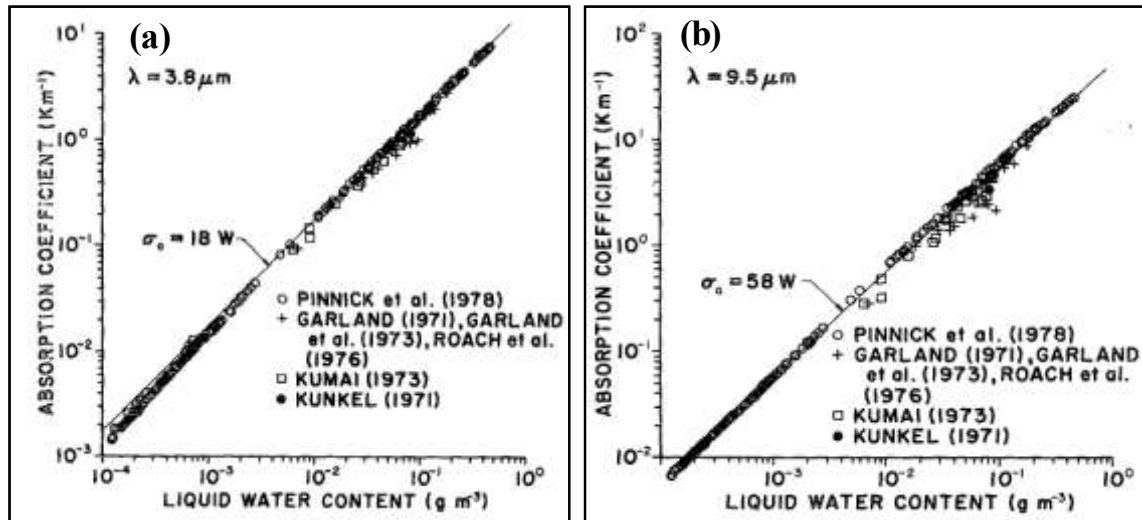


Figure 8 : Coefficient d'absorption en fonction du contenu en eau liquide, comparaison avec l'approximation 29 pour $\lambda = 3,8 \mu\text{m}$ (a) et pour $\lambda = 9,5 \mu\text{m}$ (b)

Cette figure illustre la bonne corrélation entre la relation linéaire 29 et les valeurs obtenues grâce aux distributions de taille pour les deux longueurs d'onde. Il existe donc bien une relation linéaire entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'absorption et cette relation est indépendante de la taille des gouttelettes. L'information sur le contenu en eau liquide peut donc être obtenue à l'aide de mesures des coefficients d'extinction ou d'absorption.

2.1.3) Synthèse des résultats

Les deux articles établissent l'existence d'une relation linéaire entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction ainsi qu'entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'absorption. Chylek définit les expressions linéaires reliant les deux paramètres et, Pinnick et al. les valident expérimentalement.

Le chapitre suivant est consacré à la présentation d'une étude similaire dont les résultats doivent confirmer ceux des deux articles présentés dans ce chapitre. Cette étude va plus loin, en analysant le fonctionnement de la relation linéaire liant le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide et en étudiant l'influence de l'indice de réfraction des gouttelettes d'eau.

2.2) Comparaisons avec les résultats de Pinnick

Je revisite dans ce chapitre l'existence d'une relation linéaire existant entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide des brouillards. Les résultats de Pinnick et al. ont, en effet, été obtenus à partir de mesures réalisées il y a plus de 30 ans maintenant à l'aide d'instruments dont nous pouvons suspecter la capacité à comptabiliser les gouttes d'eau les plus grosses qui sont peu nombreuses, mais dont l'apport en eau liquide peut ne pas être négligeable compte tenu de leur volume. Les progrès réalisés depuis dans les capteurs de granulométrie font que les capteurs d'aujourd'hui ont au moins partiellement résolu ce problème [58], il était donc intéressant de vérifier la validité des résultats sur des données expérimentales récentes. Pour commencer, les campagnes d'où sont issues les granulométries utilisées sont présentées. Puis, une comparaison des résultats obtenus par Pinnick et al [16] est proposée. Les conditions de validité de l'approximation menant à la relation linéaire sont ensuite analysées. Enfin, l'influence de la longueur d'onde puis de l'indice de réfraction est étudiée.

Dans l'ensemble de ce chapitre, les coefficients c_e et c_a sont issus de la publication de Pinnick [16] et les indices de réfraction sont ceux de l'eau fournis par Hale & Querry [51]. Les résultats de ce chapitre sont l'objet d'un article soumis à l'Atmospheric Measurement Techniques. Un exemplaire de ce dernier se trouve en annexe 3.

2.2.1) Campagnes ToulouseFog et ParisFog

Les données des deux campagnes de mesures ToulouseFog et ParisFog sont utilisées pour réaliser les vérifications et les analyses qui suivent. Au cours de ces campagnes, un grand nombre d'instruments a été déployé pour analyser les processus liés au cycle de vie du brouillard [27].

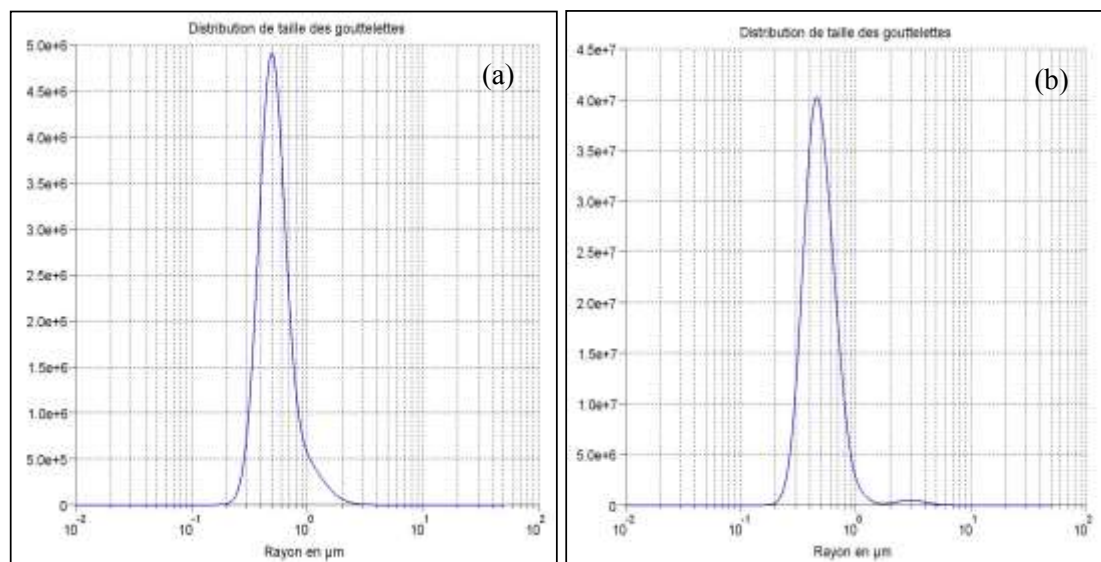
La campagne ToulouseFog s'est déroulée, comme son nom l'indique, à Toulouse dans le champ d'expérimentation du CNRM de Météo France. Elle a eu lieu au cours de l'automne et de l'hiver 2007/2008, plus précisément d'octobre 2007 à mars 2008. Les données sur la granulométrie et la concentration des gouttelettes de brouillard sont fournies par un spectromètre de modèle Palas Welas 2000. Cet instrument mesure la taille de particules passant dans un faisceau de lumière blanche en détectant la quantité de lumière qu'elle diffuse à 90°. En théorie, les particules de diamètre compris entre 0,39 à 42 μm (selon les données du constructeur) sont mesurées avec une incertitude de 20 % sur le nombre de particules par pas de taille [59]. Cependant en pratique, il semble que l'instrument ne détecte plus les gouttes d'eau au-dessus d'un diamètre de 10 μm [27]. Trente-neuf granulométries ont été sélectionnées aléatoirement parmi les données de cette campagne.

La seconde campagne est celle de ParisFog qui a eu lieu au SIRTa [60], un site instrumenté de l'Ecole Polytechnique à Palaiseau, à 20 km au sud de Paris. Ce sont les données des hivers 2010/2011 et 2011/2012 qui sont utilisées. Lors de ces hivers, l'évaluation de la

granulométrie et de la concentration des gouttelettes de brouillard a été effectuée à l'aide d'un spectromètre de modèle Palas, complétée par un spectromètre de modèle Fog Monitor de la société DMT [58]. Cet instrument fonctionne lui aussi selon un principe de diffusion de lumière, mais cette fois-ci la lumière est émise par un laser à 658 nm, et c'est la diffusion avant (en fait entre 3° et 12°) qui est analysée. D'après les données du constructeur, le FM-100 est capable de mesurer des particules de diamètre compris entre 2 à 50 μm (en vingt classes de taille). Il s'agit donc d'un instrument complémentaire du Palas puisqu'il est capable de mesurer les grosses particules avec une zone de recoupement suffisamment importante pour pouvoir vérifier que les deux instruments donnent des résultats comparables dans la gamme commune.

Un programme Excel réalisé par Laurent Gomez (CNRM/GMEI/MNPCA) permet de trouver les paramètres N_0 , σ et r_0 des différents modes de chaque loi log-normale modélisant une granulométrie. Ces paramètres sont la concentration des gouttelettes N_0 , la variation de taille σ et le rayon central du mode des gouttelettes considérées r_0 , comme décrit dans le chapitre 1 de la partie 1 (page 6). Puis, à partir de ces lois log-normales, le programme de Mie qui a été explicité à la fin du chapitre 3 calcule les valeurs des efficacités, des coefficients et du contenu en eau liquide pour chacune granulométrie sélectionnée à partir des paramètres des différents modes. Les intégrales sont calculées avec la fonction *inttrap* de Scilab qui approche la valeur des intégrales par la méthode des trapèzes. Cette fonction a l'avantage de laisser à l'utilisateur le choix du pas de calcul, ici le pas utilisé est de 0,01 μm .

Quatre exemples de granulométries obtenues durant la campagne ParisFog sont présentés sur la Figure 9 :



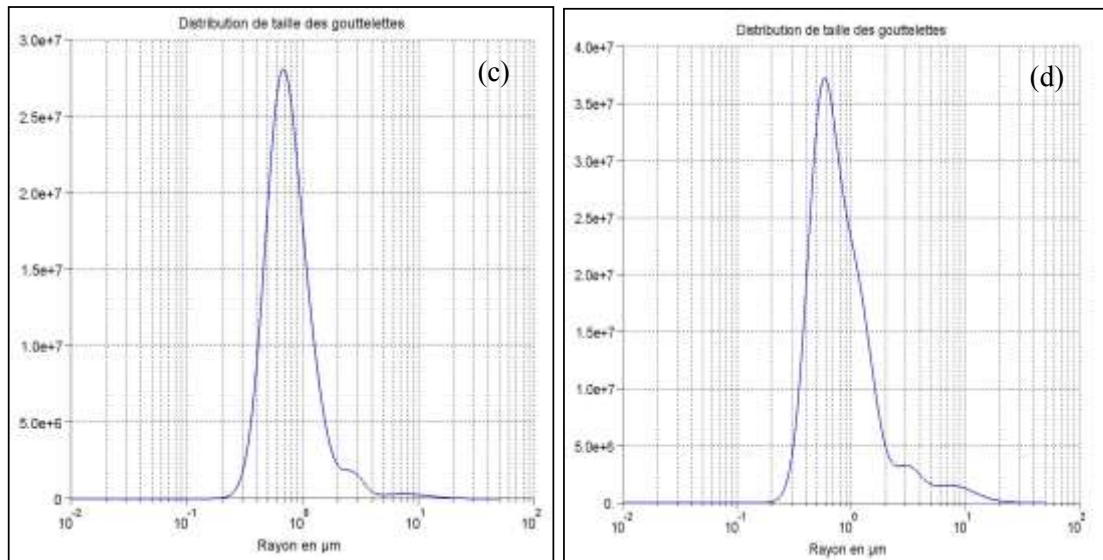


Figure 9 : Distributions de taille obtenues lors de la campagne ParisFog avec $\alpha = 5,90.10^{-6} \text{ m}^{-1}$ et $\beta = 3,09.10^{-8} \text{ m}^{-1}$ (a), $\alpha = 1,37.10^{-4} \text{ m}^{-1}$ et $\beta = 3,00.10^{-7} \text{ m}^{-1}$ (b), $\alpha = 3,18.10^{-3} \text{ m}^{-1}$ et $\beta = 2,50.10^{-6} \text{ m}^{-1}$ (c), $\alpha = 1,54.10^{-2} \text{ m}^{-1}$ et $\beta = 9,20.10^{-6} \text{ m}^{-1}$ (d)

2.2.2) Etude des granulométries

2.2.2.1) Granulométries de la campagne ToulouseFog

Le spectromètre Palas ne mesurant pas (ou mal) les gouttelettes de diamètre supérieur à $10 \mu\text{m}$, j'ai rajouté un mode « grossier » aux granulométries mesurées pendant ToulouseFog afin de tester la sensibilité de la relation contenu en eau liquide / coefficient d'extinction à ce mode. Ses paramètres σ et r_0 sont tirés d'une étude sur les brouillards dans la vallée du Pô [26]. La concentration des gouttelettes a été choisie de façon à obtenir un contenu en eau liquide total d'approximativement $0,1 \text{ g.m}^{-3}$, d'où les paramètres suivant :

- une concentration de 10^7 gouttelettes/ m^3 ,
- un rayon moyen de $12,5 \mu\text{m}$,
- un écart-type de $\log(1,29)$.

Le programme de Mie appliqué aux trente-neuf granulométries sélectionnées lors de la campagne ToulouseFog donne un coefficient d'extinction moyen de $1,50.10^{-2} \text{ m}^{-1}$ pour une longueur d'onde de $10,5 \mu\text{m}$. Le coefficient de rétrodiffusion moyen est, quant à lui, estimé à $6,50.10^{-6} \text{ m}^{-1}$. Le coefficient d'extinction est du même ordre de grandeur que ceux trouvés dans la littérature [15] & [16].

2.2.2.1.1) Coefficient d'extinction

La Figure 10 représente le coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour quatre longueurs d'onde différentes, $0,55 \mu\text{m}$, $1,2 \mu\text{m}$, $4 \mu\text{m}$ et $11 \mu\text{m}$. Les résultats du calcul réalisé avec la relation linéaire 30 sont comparés à ceux obtenus à l'aide de l'équation 21 :

$$\alpha(\lambda) = \pi \int r_g^2 Q_{\text{ext}}(\lambda, r_g) n(r_g) dr_g \quad 21$$

$$\hat{\alpha}(\lambda) = \frac{3\pi c_e(\lambda)}{2\rho_{H_2O}\lambda} W \quad 30$$

Chacun des graphiques contient une droite et deux nuages de points. La droite représente l'équation 30. Les points bleus indiquent où se situent les granulométries mesurées sur cette droite (c'est-à-dire qu'ils ont pour abscisse les contenus en eau liquide calculés à partir des granulométries selon l'équation 22). Les points couleur magenta ont pour abscisse ces mêmes contenus en eau liquide, mais cette fois, l'ordonnée est calculée à partir de l'équation 21, c'est-à-dire en faisant intervenir le modèle de Mie. Trente-neuf distributions de taille sont représentées.

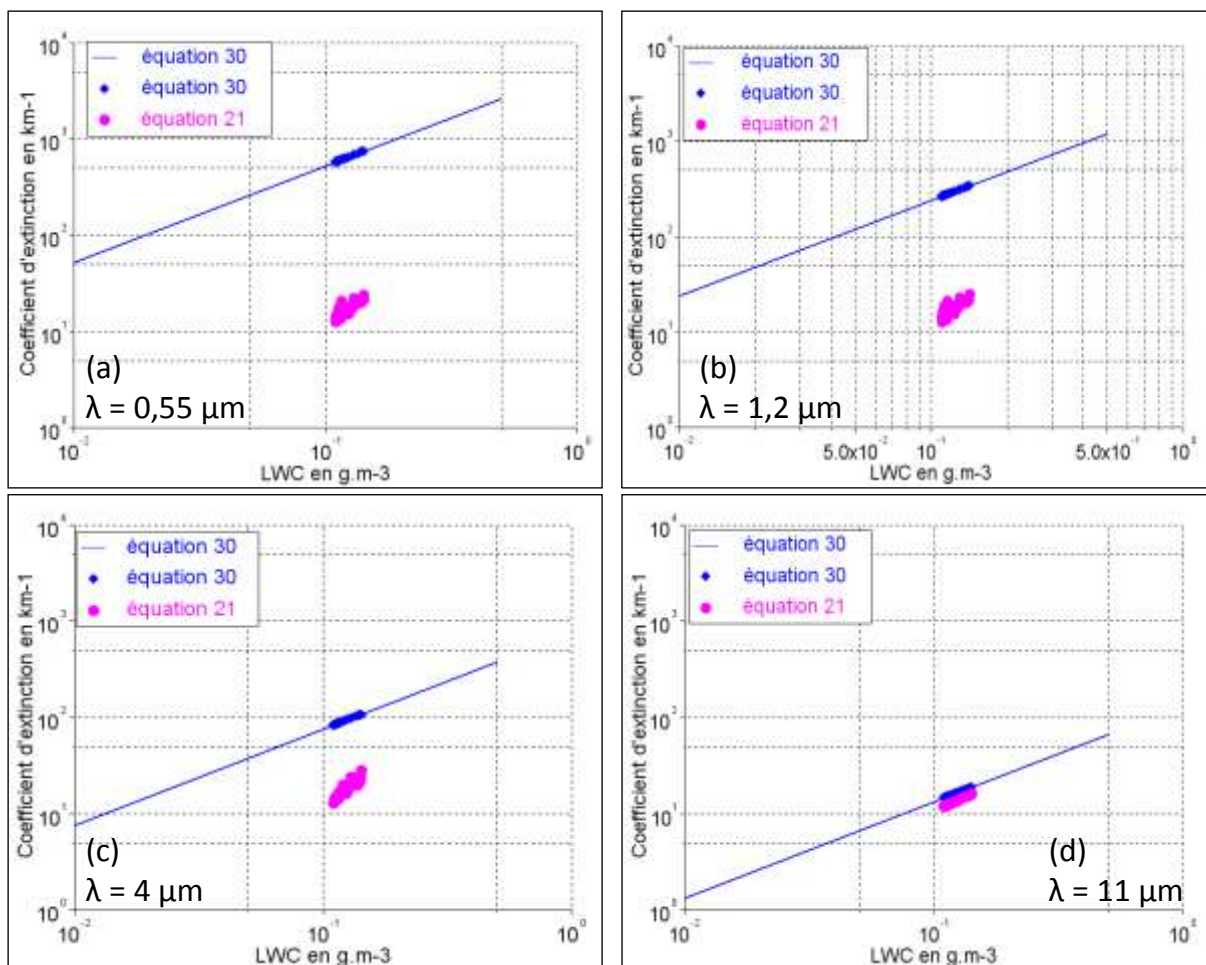


Figure 10 : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour la relation 30 (droite et losanges bleus) et pour la relation 21 (ronds roses) pour les longueurs d'onde $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$ (a), $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$ (b), $\lambda = 4 \mu\text{m}$ (c) et $\lambda = 11 \mu\text{m}$ (d)

À $0,55 \mu\text{m}$, $1,2 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$, le coefficient d'extinction est grandement surestimé par l'équation 30. Non seulement les points magenta ne s'alignent pas sur la droite, mais ils ne s'alignent sur aucune droite et sont dispersés. Cela exclut l'existence d'une relation linéaire entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction à ces longueurs d'onde. Pour des valeurs similaires du contenu en eau liquide et les mêmes longueurs d'onde, la Figure 6 de Pinnick montre des résultats comparables.

À 11 μm , le coefficient d'extinction est légèrement surestimé par l'équation 30, mais les résultats de la relation 21 sont alignés, ce qui traduit l'existence d'une relation linéaire entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide comme l'indiquaient Chylek et Pinnick. Néanmoins ici, cette relation ne correspond pas tout à fait à celle donnée dans les deux articles [15] & [16]. L'ajout d'un mode grossier autour de 12,5 μm semble donc modifier légèrement la relation entre contenu en eau liquide et coefficient d'extinction, mais ne remet pas en cause l'existence d'une telle relation.

2.2.2.1.2) Coefficient d'absorption

Le coefficient d'absorption est tracé pour deux longueurs d'onde, à savoir 3,8 et 9,5 μm comme dans l'article de Pinnick et al. La Figure 11 représente le coefficient d'absorption en fonction du contenu en eau liquide. Les résultats du calcul réalisé avec l'approximation linéaire 29 sont comparés à ceux obtenus à l'aide de l'équation 27 :

$$\sigma_{abs}(\lambda) = \pi \int r_g^2 Q_{abs}(m, r_g) n(r_g) dr_g \quad 27$$

$$\hat{W} = \frac{2\rho_{H_2O}\lambda\alpha}{3\pi c_a(\lambda)} \quad 29$$

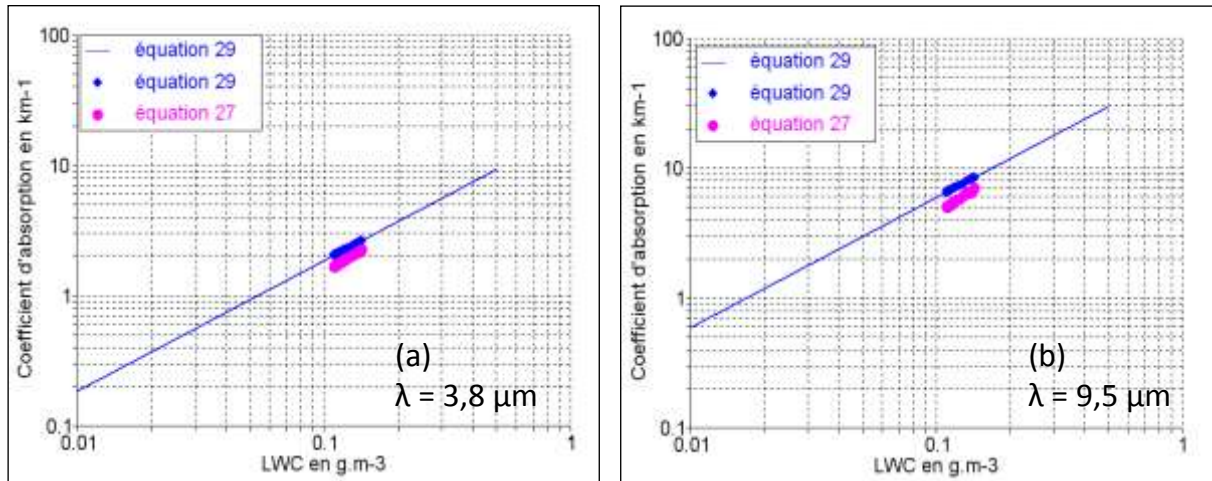


Figure 11 : Coefficient d'absorption en fonction du contenu en eau liquide pour la relation 29 (droite et losanges bleus) et pour la relation 27 (ronds roses) pour $\lambda = 3,8 \mu\text{m}$ (a) et pour $\lambda = 9,5 \mu\text{m}$ (b)

Le coefficient d'absorption est surestimé par la relation 29 pour les deux longueurs d'onde. Les points roses sont néanmoins alignés ce qui prouve l'existence d'une relation linéaire entre le coefficient d'absorption et le contenu en eau liquide. Cependant, celle-ci ne correspond pas à celle présentée par Pinnick.

2.2.2.1.3) Résumé

Les six courbes donnent des résultats similaires à ceux obtenus par Pinnick. L'ensemble des coefficients estimés par les approximations 30 et 29 surestime les coefficients calculés grâce aux relations 21 et 27. L'existence d'une relation linéaire entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide à 11 μm , et entre le coefficient d'absorption et le contenu en eau liquide est démontrée ici de manière empirique. Cependant, ces relations diffèrent de celles données par Chylek et Pinnick.

Les paramètres du mode « grossier » étant choisis arbitrairement, ils sont peut-être la cause de cette différence. J'ai prolongé l'analyse avec des mesures granulométriques plus récentes obtenues avec un dispositif instrumental plus complet sensible a priori aux grosses gouttes jusqu'à 50 μm de diamètre.

2.2.2.2) Granulométries de la campagne ParisFog

Les distributions de taille sélectionnées lors de la campagne ParisFog 2010 ont été choisies de façon à couvrir des cas variés et correspondant à différentes périodes du cycle de vie du brouillard. Pour les vingt granulométries sélectionnées, le coefficient d'extinction s'échelonne de $7,9.10^{-6} \text{ m}^{-1}$ à $1,36.10^{-2} \text{ m}^{-1}$ avec une valeur moyenne de $5,11.10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Le coefficient de rétrodiffusion varie, quant à lui, de $2,202.10^{-8} \text{ m}^{-1}$ à $1,04.10^{-5} \text{ m}^{-1}$ avec une valeur moyenne de 5.10^{-6} m^{-1} et enfin le contenu en eau liquide s'étend de $6,92.10^{-5}$ à $1,29.10^{-2} \text{ g.m}^3$ avec une valeur moyenne de $4,17.10^{-2} \text{ g.m}^3$. Les valeurs du contenu en eau liquide et du coefficient d'extinction couvrent la gamme utilisée par Pinnick et s'étendent vers les petites valeurs.

2.2.2.2.1) Coefficient d'extinction

La Figure 12 représente le coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour quatre longueurs d'onde, 0,55 μm , 1,2 μm , 4 μm et 11 μm . Les graphiques sont de même type que ceux de la Figure 10.

A 0,55 μm , aucun point rose n'est sur la droite et ces derniers sont relativement dispersés. Il n'existe par conséquent aucune relation entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide indépendante de la granulométrie. A 1,2 μm , l'approximation est satisfaite pour les brouillards les plus légers avec un contenu en eau liquide inférieur à $4.10^{-4} \text{ g.m}^{-3}$. Pour des brouillards plus denses, les points roses s'éloignent de la courbe et se dispersent. Pour une longueur d'onde de 4 μm , le nuage de points obtenu grâce à l'équation 21 est en dessous de la droite représentant l'approximation. De plus, les points sont dispersés. Pour ces trois longueurs d'onde, il n'y a pas de relation indépendante des distributions de taille entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction. A 11 μm , la conformité entre les résultats de l'équation 21 et ceux de l'approximation 30 est évidente, ce qui est en accord avec les résultats de Pinnick. Par conséquent, il existe bien une relation linéaire entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction. L'ensemble de ces observations pour chaque longueur d'onde correspond à celles faites par Pinnick dans l'étude similaire.

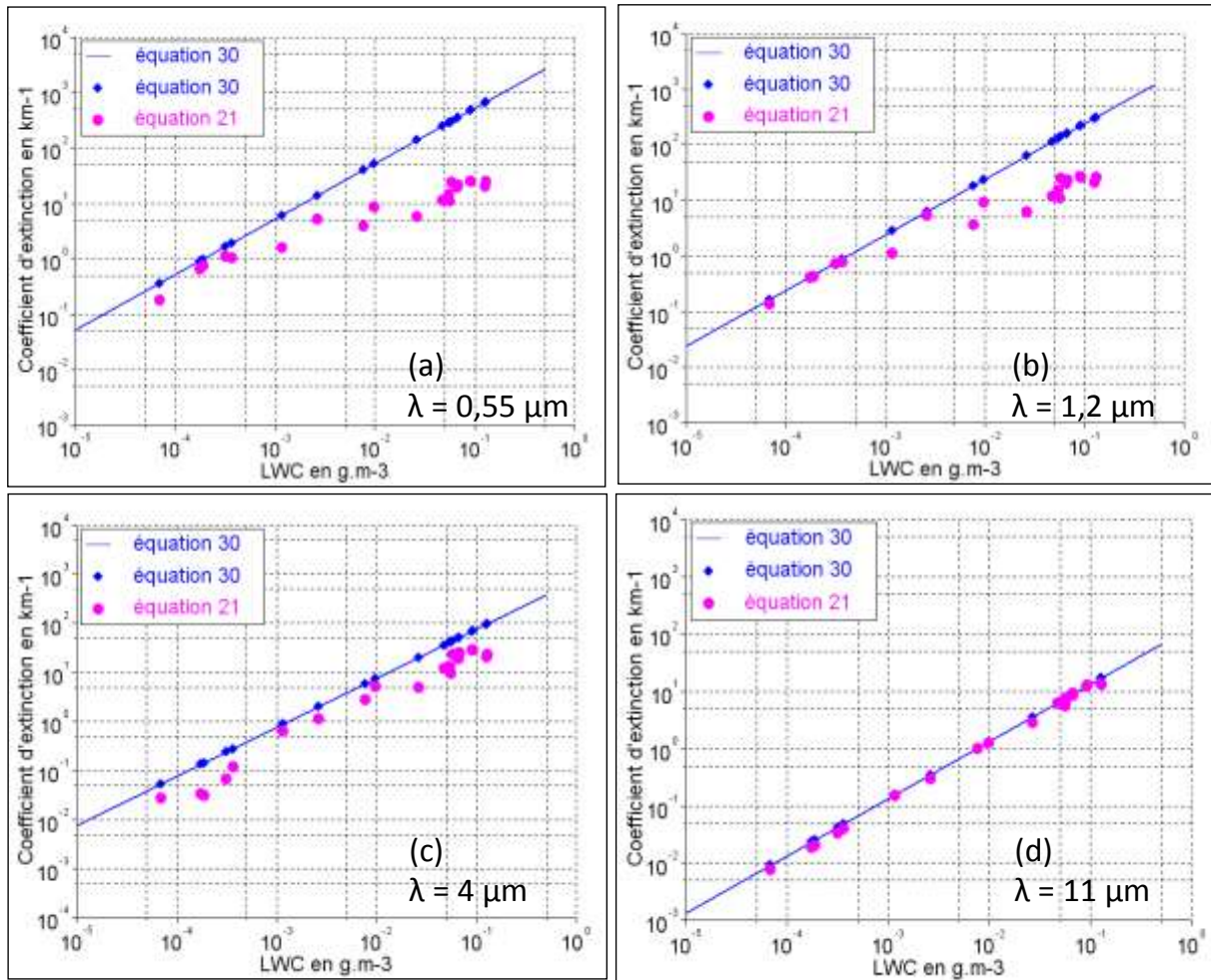


Figure 12 : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour la relation 30 (droite et losanges bleus) et la relation 21 (ronds roses) pour $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$ (a), $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$ (b), $\lambda = 4 \mu\text{m}$ (c) et $\lambda = 11 \mu\text{m}$ (d)

2.2.2.2.2) Coefficient d'absorption

Le coefficient d'absorption est tracé en fonction du contenu en eau liquide pour deux longueurs d'onde, à savoir 3,8 et 9,5 μm sur la Figure 13. Celle-ci est construite de la même manière que la Figure 11.

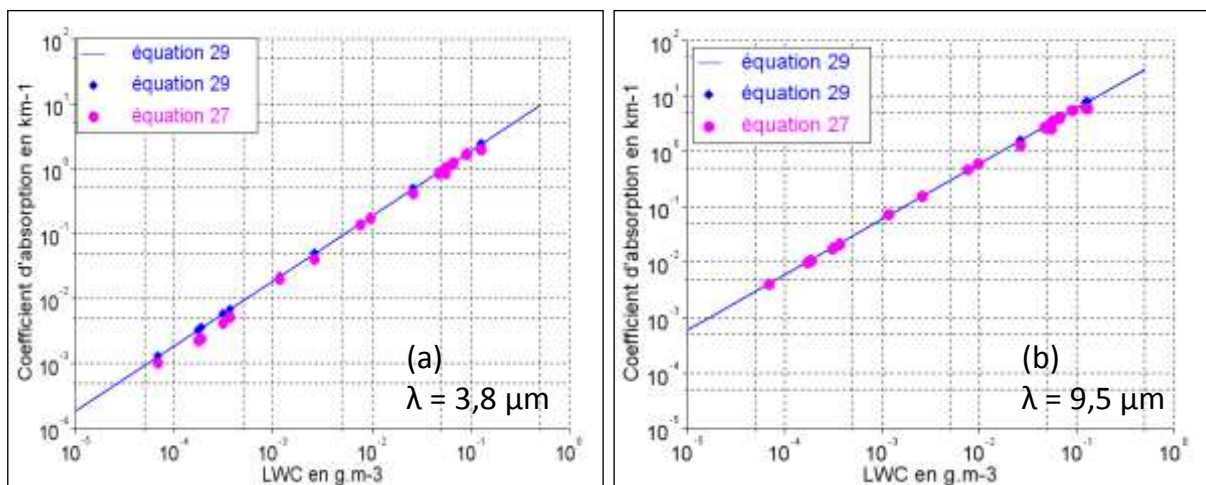


Figure 13 : Coefficient d'absorption en fonction du contenu en eau liquide pour la relation 29 (droite et losanges bleus) et pour la relation 27 (ronds roses) pour $\lambda = 3,8 \mu\text{m}$ (a) et pour $\lambda = 9,5 \mu\text{m}$ (b)

Pour les deux longueurs d'onde, la concordance entre les résultats des expressions 29 et 27 est bonne. De plus, les résultats s'accordent très bien avec ceux de Pinnick. En effet, sur sa figure, comme sur la Figure 13 (a), pour les plus petites valeurs du coefficient d'absorption et du contenu en eau liquide, le coefficient d'absorption obtenu grâce à l'équation 29 est surestimé.

2.2.2.2.3) Résumé

Les six courbes confirment les observations faites par Pinnick. L'existence de relations linéaires entre les coefficients et le contenu en eau liquide est vérifiée à 11 μm pour l'extinction et, à 3,8 et 9,5 μm pour l'absorption. De plus, ces relations sont conformes à celles présentées par Chylek et Pinnick.

2.2.2.3) Synthèse des résultats des deux campagnes

Au regard des résultats visibles sur la Figure 12 (d) et la Figure 13, le biais présent sur la Figure 10 (d) et la Figure 11 est effectivement causé par le mode grossier supplémentaire.

L'existence de relations linéaires entre les coefficients et le contenu en eau liquide à 11 μm pour l'extinction et, à 3,8 et 9,5 μm pour l'absorption est confirmée par les deux études. L'étude réalisée avec les granulométries mesurées lors de la campagne ParisFog confirme que ces relations sont bien celles présentées par Chylek (équation 30) et par Pinnick (équation 29), ce qui suggère que le mode grossier n'est en pratique pas suffisamment important pour impacter la relation contenu en eau liquide / coefficient d'extinction.

Si une mesure de l'absorption pouvait être réalisée sur toute la hauteur du brouillard, il serait intéressant d'utiliser cette mesure plutôt que celle de l'extinction. En effet, celle-ci étant indépendante de la longueur, le système serait plus robuste. Cependant dans le cadre de cette étude, seule la mesure du coefficient d'extinction importe puisque c'est l'information fournie par le lidar. Et, les résultats présentés ci-dessus confirment que la longueur d'onde devra être grande, proche de 11 μm .

Dans la suite, les limites de validité de l'approximation de l'efficacité d'extinction sont analysées.

2.2.3) Vérification des conditions de validité des approximations

La relation linéaire entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction est obtenue grâce à l'approximation linéaire 24 de l'efficacité d'extinction proposée par Chylek [15] :

$$\hat{Q}_{ext} = c_e(\lambda)x \quad 24$$

Pour une longueur d'onde de 11 μm , l'article de Pinnick [16] précise que cette approximation est valable tant que le rayon des gouttelettes est inférieur à une valeur maximale de 14 μm . Cependant, la technique utilisée pour déterminer ce rayon maximum n'est précisée dans aucun des deux articles. La validité de l'approximation 24 est l'objet de la présente section.

La première partie est consacrée à l'analyse de l'efficacité d'extinction et les fonctions intégrées dans les calculs du contenu en eau liquide sont l'objet de la seconde.

2.2.3.1) Etude de l'approximation sur les efficacités

Cette étude est réalisée à l'aide d'un programme écrit avec le logiciel de calcul Scilab. Celui-ci calcule l'efficacité d'extinction de deux façons, en utilisant l'équation de la théorie de Mie (équation 13) et l'approximation de Chylek (équation 24). Les calculs sont réalisés en faisant varier le rayon de 0,01 μm à une valeur R_{max} de 20 et 50 μm .

$$Q_{\text{ext}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re}(a_n + b_n) \quad 13$$

La Figure 14 présente les variations de l'efficacité d'extinction pour une longueur d'onde de 11 μm (le graphique (a) étant un zoom du graphique (b) autour des rayons les plus petits). Les losanges bleus représentent l'efficacité calculée à l'aide de la relation donnée par la théorie de Mie (équation 13) et les triangles roses, celle calculée avec l'approximation donnée par Chylek (équation 24).

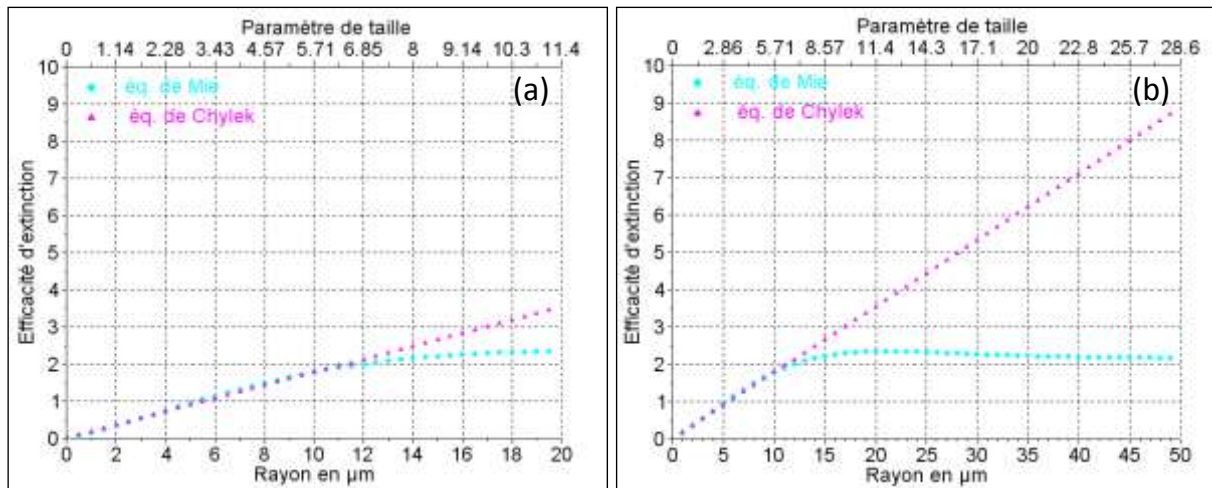


Figure 14 : Efficacité d'extinction en fonction du rayon et du paramètre de taille calculée avec l'équation de Mie (équation 13, losanges bleus) et avec l'approximation de Chylek (équation 24, triangles roses) pour $\lambda = 11 \mu\text{m}$ avec $R_{\text{max}} = 20 \mu\text{m}$ (a) et $R_{\text{max}} = 50 \mu\text{m}$ (b)

Les deux courbes ci-dessus montrent que l'approximation linéaire de l'efficacité par la relation 24 semble correcte pour une longueur d'onde de 11 μm jusqu'à une certaine valeur du rayon (environ 12 μm). Elle est bien meilleure pour un rayon maximum de 20 μm que de 50 μm .

2.2.3.2) Etude des fonctions intégrées dans le calcul du contenu en eau liquide

Les relations intégrées dans le calcul du contenu en eau liquide avec et sans l'approximation donnée par Chylek sont analysées ici. Elles sont étudiées en deux temps, d'abord sans, puis avec la prise en compte des granulométries. J'ai écrit un programme qui calcule le contenu en eau liquide (équations 22) :

$$W = \frac{4}{3} \pi \rho_{H_2O} \int r_g^3 n(r_g) dr_g \quad 22$$

Cette valeur est comparée à l'estimation proposée par Chylek (équation 26) :

$$\hat{W} = \frac{2 \rho_{H_2O} \lambda \alpha}{3 \pi c_e(\lambda)} \quad 26$$

qui devient :

$$\hat{W} = \frac{2 \rho_{H_2O} \lambda}{3 c_e(\lambda)} \int r^2 Q_{ext}(\lambda, r) n(r) dr \quad 31$$

lorsque le coefficient d'extinction est remplacé par son expression (équation 21).

Je compare donc les fonctions sous les intégrales :

$$FI = \frac{4 \pi \rho_{H_2O}}{3} r^3 \quad 32$$

$$FI_{est} = \frac{2 \rho_{H_2O} \lambda}{3 c_e(\lambda)} r^2 Q_{ext}(\lambda, r) \quad 33$$

Ces deux fonctions apparaissent (les losanges bleus, FI et les ronds rose FI_{est}) sur la Figure 15 ci-dessous. Deux longueurs d'onde, 4 et 11 μm , sont étudiées.

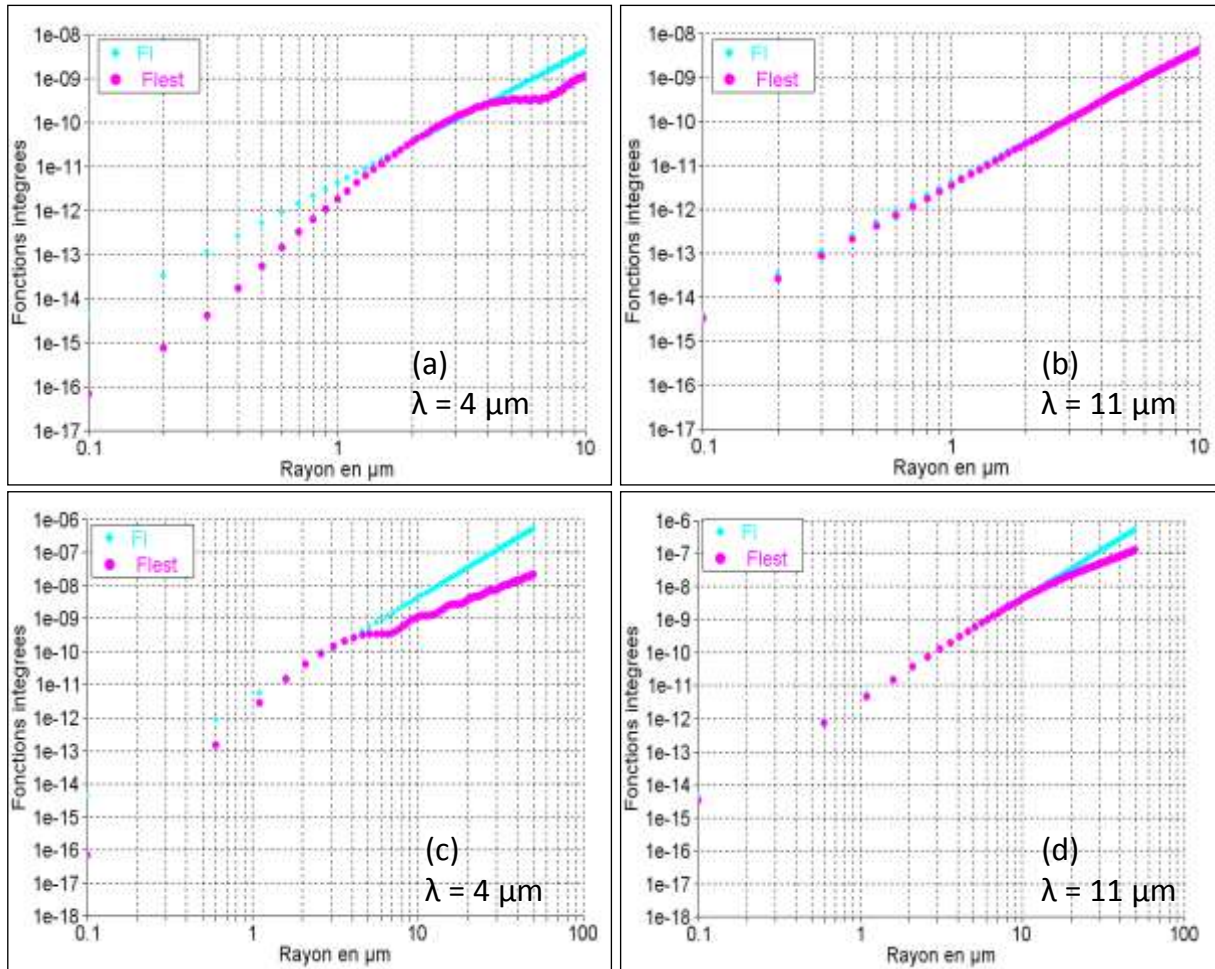


Figure 15 : Fonctions intégrées en fonction du rayon calculées avec FI (losanges bleus) et FI_{est} (ronds roses) jusqu'à un rayon de 10 μm pour $\lambda = 4 \mu m$ (a) et pour $\lambda = 11 \mu m$ (b), jusqu'à un rayon de 50 μm , pour $\lambda = 4 \mu m$ (c) et pour $\lambda = 11 \mu m$ (d)

La Figure 16 montre l'erreur relative induite par l'estimation de Chylek pour les longueurs d'onde, 4 et 11 μm .

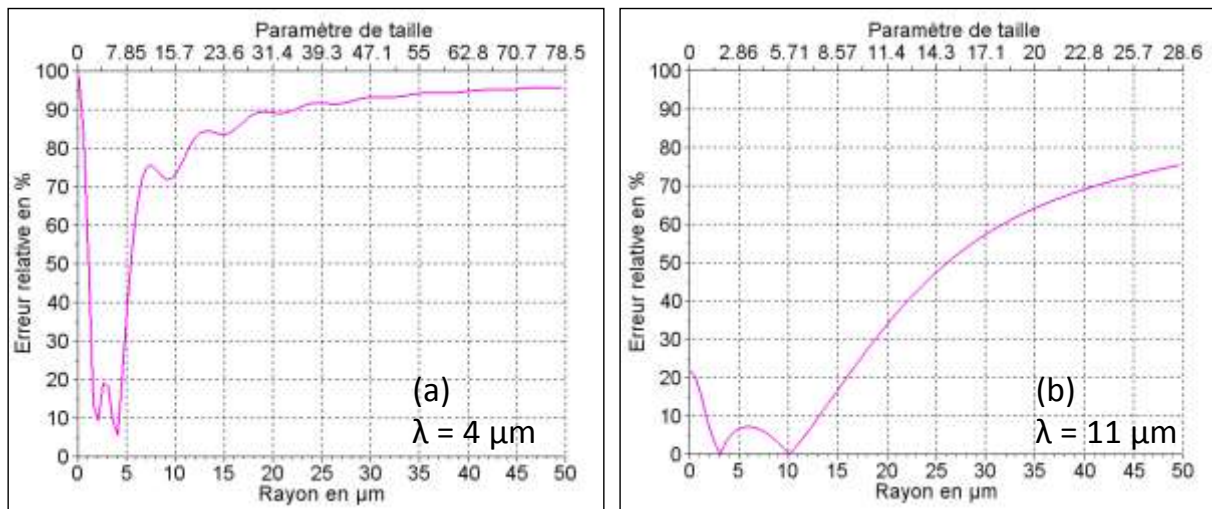


Figure 16 : Erreur relative de l'estimation du contenu en eau liquide en fonction du rayon et du paramètre de taille pour $\lambda = 4 \mu\text{m}$ (a) et pour $\lambda = 11 \mu\text{m}$ (b)

Pour les longueurs d'onde comprises entre 3 et 11,5 μm , le comportement de ces fonctions est le même. Les fonctions FI_{est} et FI se croisent deux fois. Les rayons de croisement appelés r_1 et r_2 sont indiqués dans le Tableau 3. Entre ces deux rayons, la fonction FI_{est} est supérieure à la fonction FI alors que pour les autres rayons, elle est inférieure. Pour les longueurs d'onde 12 et 12,5 μm , la fonction FI_{est} est supérieure à la fonction FI pour les rayons inférieurs à r_2 et au-delà, elle est inférieure. Les rayons r_1 et r_2 sont également visibles sur la Figure 16, puisque pour ces rayons l'erreur relative devient minimale.

λ (en μm)	r_1 (en μm)	r_2 (en μm)
3	0,54	1,14
3,5	1,44	3,06
3,8	1,71	3,56
4	1,86	3,82
4,5	2,10	4,55
5	2,31	5,31
5,3	2,65	5,67
8	3,89	8,41
8,5	3,79	9,91
9	4,35	10,41
9,5	4,75	11,31
10	5,47	11,74
10,5	5,32	12,02
11	3,10	10,12
11,5	0,82	5,85
12		5,76
12,5		4,50

Tableau 3 : Valeur des rayons r_1 et r_2 pour différentes longueurs d'onde

Pour les longueurs d'onde comprises entre 3 et 5,3 μm , les courbes d'erreur relative sont très semblables : les deux minimums, en r_1 et r_2 , sont très marqués avec de part et d'autre une diminution et une augmentation rapide de l'erreur. À partir de 8 μm et jusqu'à 11,5 μm , l'erreur diminue pour l'ensemble des rayons inférieurs à r_2 . En revanche pour toutes les longueurs d'onde, l'erreur augmente plus ou moins rapidement au-delà de r_2 . Globalement, l'erreur relative la plus basse est obtenue pour une longueur d'onde de 11 μm .

La même étude est reprise, mais cette fois les distributions de tailles sont prises en compte. Les expressions des fonctions intégrées qui sont analysées ci-dessous sont donc :

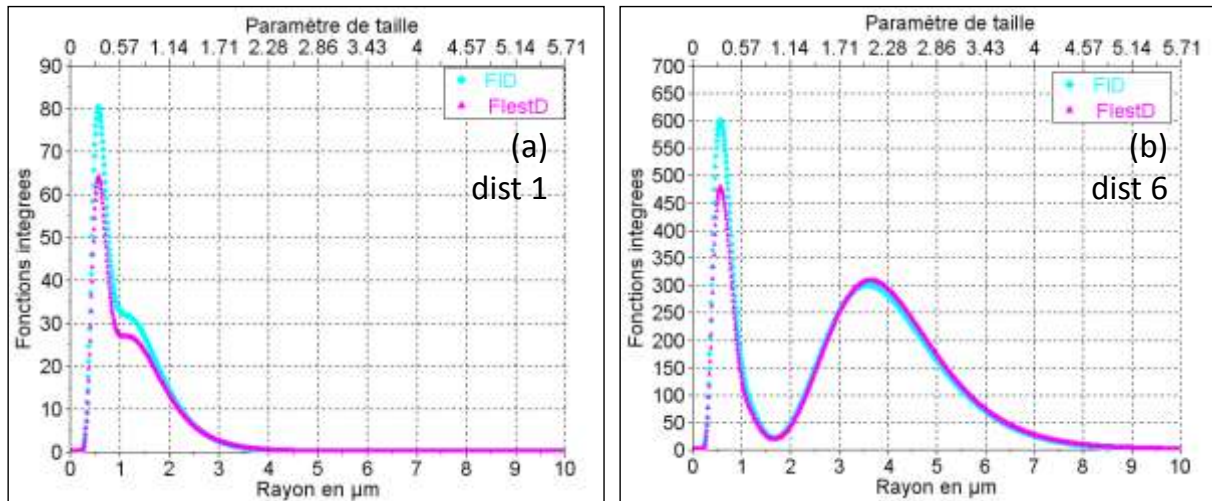
$$FI_D = \frac{4\pi\rho_{H_2O}}{3} r^3 n(r) \quad 34$$

$$FI_{estD} = \frac{2\rho_{H_2O}\lambda}{3c_e(\lambda)} r^2 Q_{ext}(\lambda, r) n(r) \quad 35$$

Pour cela, quatre granulométries sont sélectionnées pour avoir une bonne représentation des différents cas de brouillards analysés. Leurs caractéristiques sont :

- Distribution n°1 : $\beta = 3,09.10^{-8} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 5,90.10^{-6} \text{ m}^{-1}$ et $W = 6,89.10^{-5} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°6 : $\beta = 3,00.10^{-7} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 1,37.10^{-4} \text{ m}^{-1}$ et $W = 1,17.10^{-3} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°10 : $\beta = 2,50.10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 3,18.10^{-3} \text{ m}^{-1}$ et $W = 2,64.10^{-2} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°20 : $\beta = 9,20.10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 1,54.10^{-2} \text{ m}^{-1}$ et $W = 1,26.10^{-1} \text{ g.m}^{-1}$

Les deux fonctions intégrées FI_D (en bleu) et FI_{estD} (en rose) ont été tracées. La Figure 17 illustre les résultats obtenus pour une longueur d'onde de 11 μm , et pour les quatre distributions ci-dessus.



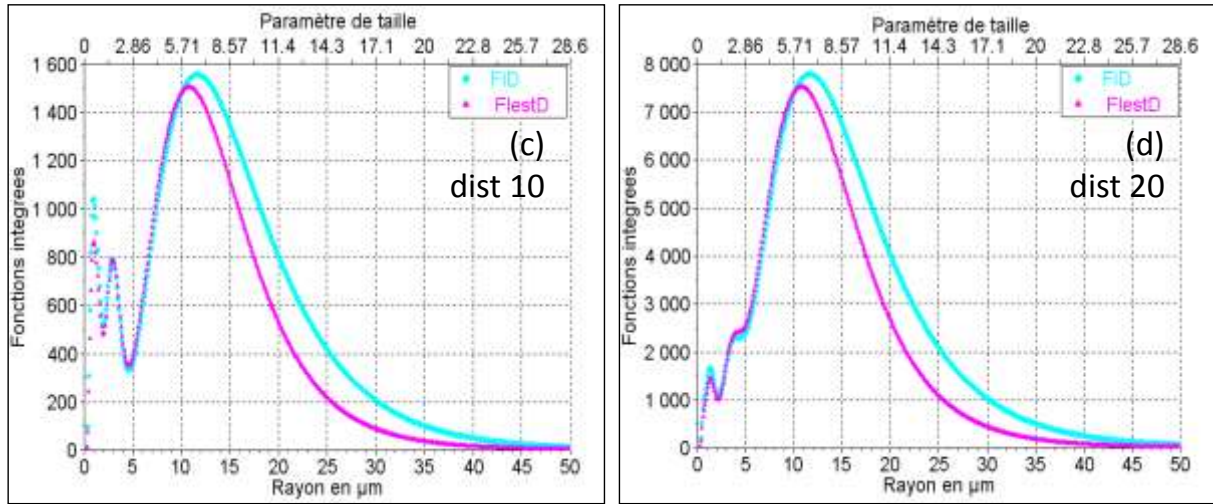


Figure 17 : Fonctions intégrées en fonction du rayon et du paramètre de taille calculées avec FI_D (équation 34, en bleu) et FI_{estD} (équation 35, en rose) pour $\lambda = 11 \mu m$, et pour la distribution n°1 (a), n°6 (b), n°10 (c) et n°20 (d)

Les quatre graphiques donnent des résultats différents puisqu'ils dépendent de la granulométrie, cependant une tendance générale est observée. Trois cas différents peuvent être observés en fonction du rayon :

- de 0 à r_1 : la fonction FI_D est supérieure à la fonction FI_{estD} ,
- de r_1 à r_2 : la fonction FI_D est inférieure à la fonction FI_{estD} ,
- après r_2 : la fonction FI_D est supérieure à la fonction FI_{estD} .

Les valeurs de r_1 et de r_2 diffèrent selon la longueur d'onde (montré ci-dessus), mais pas suivant la distribution de taille ; elles sont identiques à celles trouvées pour les fonctions FI et FI_{est} . Le Tableau 3 est donc valable pour toutes les distributions.

Pour les deux études et pour l'ensemble des distributions, la longueur d'onde pour laquelle l'estimation est la meilleure est $11 \mu m$.

2.2.4) Influence de la longueur d'onde

Comme Chylek et Pinnick l'ont montré dans leurs articles ([15] & [16]), la corrélation entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide dépend de la longueur d'onde. Afin d'étudier cette dépendance, ce coefficient, calculé soit grâce à l'équation intégrale de Mie (équation 21) et soit à l'approximation de Chylek (équation 30), est tracé en fonction de la longueur d'onde. Il est donné pour les quatre distributions de taille précédentes.

$$\alpha(\lambda) = \pi \int r_g^2 Q_{ext}(\lambda, r_g) n(r_g) dr_g \quad 21$$

$$\hat{\alpha}(\lambda) = \frac{3\pi c_e(\lambda)}{2\rho_{H_2O}\lambda} W \quad 30$$

La Figure 18 illustre les variations du coefficient d'extinction pour toutes les longueurs d'onde pour lesquelles Pinnick donne le coefficient $c_e(\lambda)$. Les losanges bleus illustrent les résultats de la relation 30 et les triangles roses représentent ceux de l'équation 21.

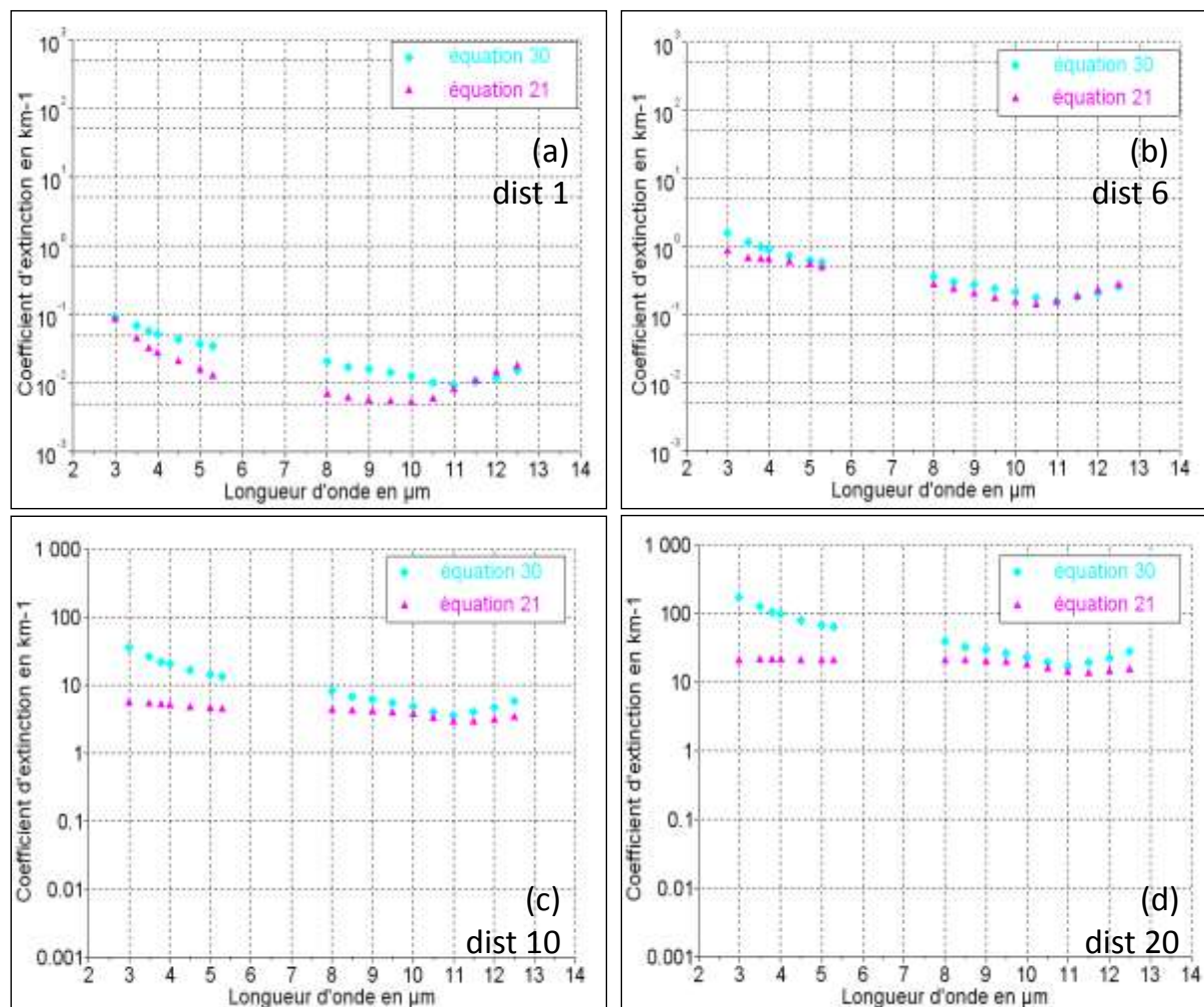


Figure 18 : Coefficient d'extinction en fonction de la longueur d'onde pour l'équation 21 (triangles roses) et la relation 30 (losanges bleus) pour les distributions n°1 (a), n°6 (b), n°10 (c) et n°20 (d)

Les graphiques (a) et (b) correspondent à des distributions pour lesquelles l'ensemble des particules ont un rayon inférieur à 10 μm . Par conséquent, les plus petites longueurs d'onde devraient montrer une meilleure concordance, c'est pourquoi la correspondance entre les relations pour les longueurs d'onde au-delà de 10,5 μm est étonnante. Afin de comprendre ce phénomène, les fonctions intégrées dans le calcul du contenu en eau liquide étudiées précédemment (équations 32 et 33) ainsi que l'erreur relative due à l'estimation sont tracées pour l'ensemble des longueurs d'onde. Deux exemples pour les longueurs d'onde 8 et 11 μm , et pour la distribution n°1 se trouvent sur la Figure 19.

La Figure 17 (a) montre que la taille de la totalité des particules de la distribution 1 est inférieure à 10 μm . Or les fonctions intégrées (équation 32 et 33) tracées sur la Figure 19 (a) et (b) montrent que pour ces rayons, il existe un biais assez important à une longueur d'onde de 8 μm , qui n'est pas présent à 11 μm . Les tracés de l'erreur relative se trouvant sur la Figure 19 (c) et (d) confirment cette caractéristique. En effet, pour $\lambda = 8 \mu\text{m}$, elle diminue de 85 % sur la gamme des rayons utilisés alors que pour $\lambda = 11 \mu\text{m}$, elle est inférieure à 25 %. La constatation faite pour 8 μm est également valable pour les longueurs d'onde allant de 3,5 à 10,5 μm . Cela explique donc les résultats de la Figure 18 (a).

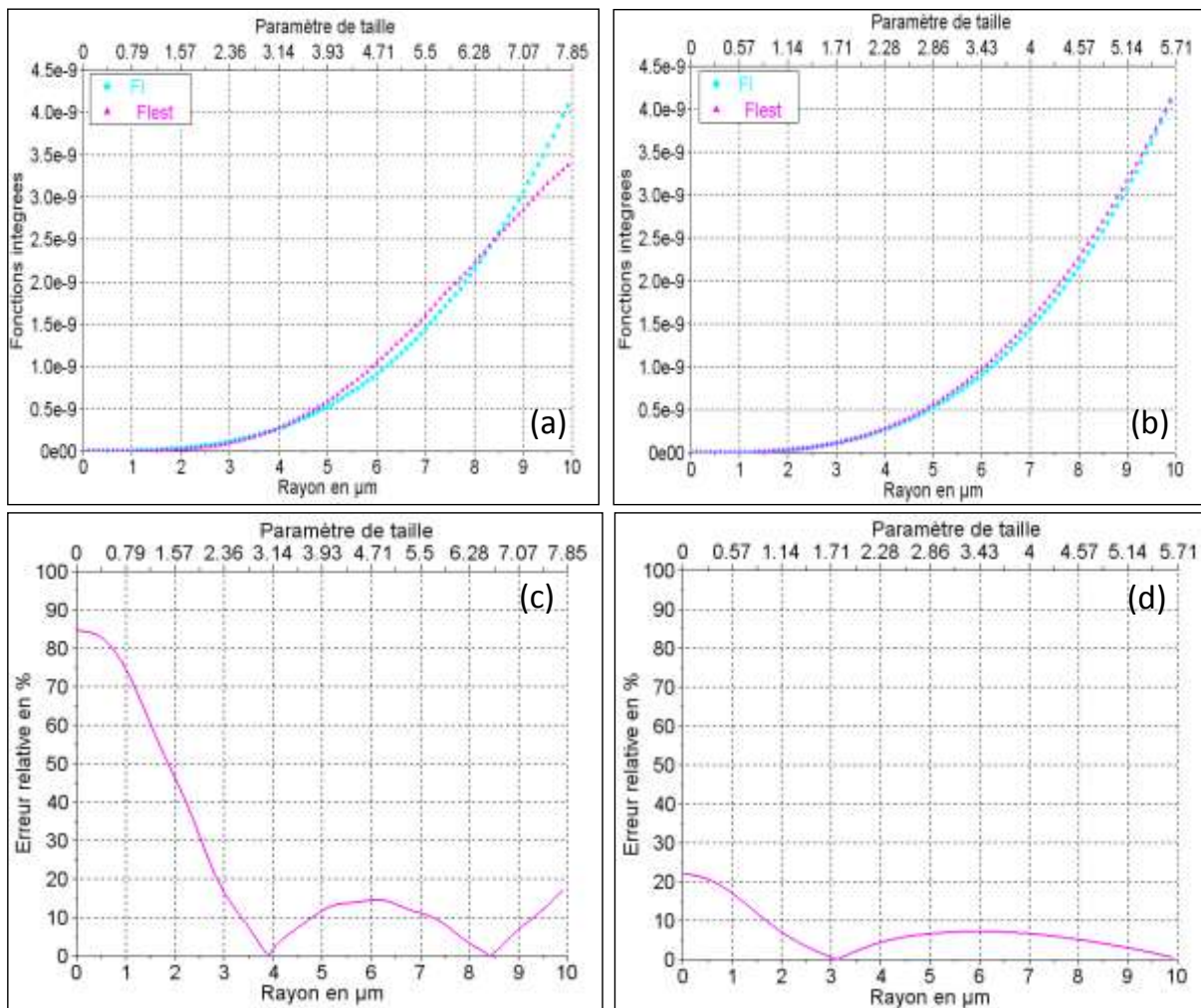


Figure 19 (a) et (b) : Fonctions intégrées en fonction de la taille des gouttelettes avec des losanges bleus pour FI et des triangles roses pour FI_{est} pour la distribution 1 pour $\lambda = 8 \mu\text{m}$ (a) et $\lambda = 11 \mu\text{m}$ (b)

Figure 19 (c) et (d) : Erreurs relatives en fonction de la taille des gouttelettes avec FI_D en bleu et FI_{estD} en rose pour la distribution n°1 pour $\lambda = 8 \mu\text{m}$ (c) et $\lambda = 11 \mu\text{m}$ (d)

Il est évident, sur chacun de ces graphiques, que la longueur d'onde a une grande influence sur la valeur du coefficient d'extinction. Pour l'équation 21, cette influence est fonction de la distribution et elle est plus importante pour des brouillards légers. Sur les Figure 18 (a) et (b), les résultats entre les deux expressions sont similaires pour les longueurs d'onde suivantes : 3 μm , et de 11 à 12,5 μm . Sur la Figure 18 (c), il y a concordance pour des longueurs d'onde allant de 8 à 12,5 μm , et sur la Figure 18 (d), pour les longueurs d'onde comprises entre 9 et 11,5 μm . L'approximation de Chylek (équation 30) pour le coefficient d'extinction est donc valable pour l'ensemble des distributions de taille, à condition que la longueur d'onde soit comprise entre 11 et 11,5 μm . Ces résultats confirment donc les observations faites par Pinnick dans son article.

2.2.5) Influence de l'indice de réfraction

Dans tous les calculs de Mie conduits jusqu'ici, j'ai pris un indice de réfraction des gouttelettes de brouillard égal à celui de l'eau liquide. C'est en général ce qui est fait dans les études sur le brouillard, et c'est aussi le cas dans le modèle COBEL de Météo France [61], [62], [63], [64], [65], [59] et [27]. Cependant, les gouttelettes de brouillard sont composées d'un noyau de condensation entouré d'une pellicule d'eau liquide. Le noyau de condensation est un aérosol dont les propriétés, dont l'indice de réfraction, dépendent de sa nature chimique (poussières minérales, sels marins, cendre volcanique, aérosols carbonés, sulfates...) [66] et [67]. L'indice de réfraction équivalent pour l'ensemble peut donc fort bien s'éloigner de celui de l'eau, surtout lorsque la « gouttelette » est encore à l'état d'aérosol non ou à peine saturé. Selon Elias et al. [59], ces particules sont d'un rayon inférieur à 1 μm . J'ai donc voulu étudier l'influence de la valeur de l'indice de réfraction sur les résultats que j'ai précédemment obtenus.

L'indice de réfraction d'un matériau est à valeur complexe (équation 36), sa partie réelle est liée à la réfraction et sa partie imaginaire à sa capacité d'absorption.

$$m = m_r + i m_i \quad 36$$

avec :

- m : l'indice de réfraction complexe,
- m_r : la partie réelle de l'indice de réfraction complexe,
- m_i : la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe.

N'ayant pas trouvé dans la littérature d'information précise sur l'indice de réfraction des gouttes d'eau dans le brouillard, j'ai, tout d'abord, cherché à déterminer à partir de quel écart par rapport à l'indice de l'eau, un impact sensible est observé sur la relation contenu en eau liquide / coefficient d'extinction lorsque cette dernière est calculée par la théorie de Mie.

Dans un deuxième temps, j'ai adopté l'approche suivante : lorsque les « gouttes » sont de taille (rayon) inférieure à 1 μm , je leur attribue un indice de réfraction d'aérosol sec, et pour une taille supérieure à 1 μm , l'indice de réfraction de l'eau liquide.

2.2.5.1) Sensibilité à l'indice de réfraction

L'analyse de la sensibilité se fait tout d'abord de façon visuelle. Pour estimer la sensibilité de la relation linéaire à la variation de l'indice de réfraction, j'étudie l'influence des parties réelles et imaginaires séparément. Je pars de l'indice de réfraction de l'eau liquide $m_{\text{eau}} = 1,153 + 0,0968i$ et je fais varier l'indice par excès ou par défaut de 0,01, 0,025 et 0,05 (Figure 20 ci-dessous).

La variation de la partie réelle impacte de façon sensible la relation linéaire entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction à partir d'une variation de + ou - 0,05. L'impact est plus important pour les brouillards dont les contenus en eau liquide sont supérieurs à 10^{-2} g.m^{-3} . Pour la partie imaginaire, la variation à partir de laquelle il y a un impact sensible

est de $\pm 0,025$. Pour cette partie, l'impact est plus important pour les brouillards dont les contenus en eau liquide sont inférieurs à 10^{-2} g.m^{-3} .

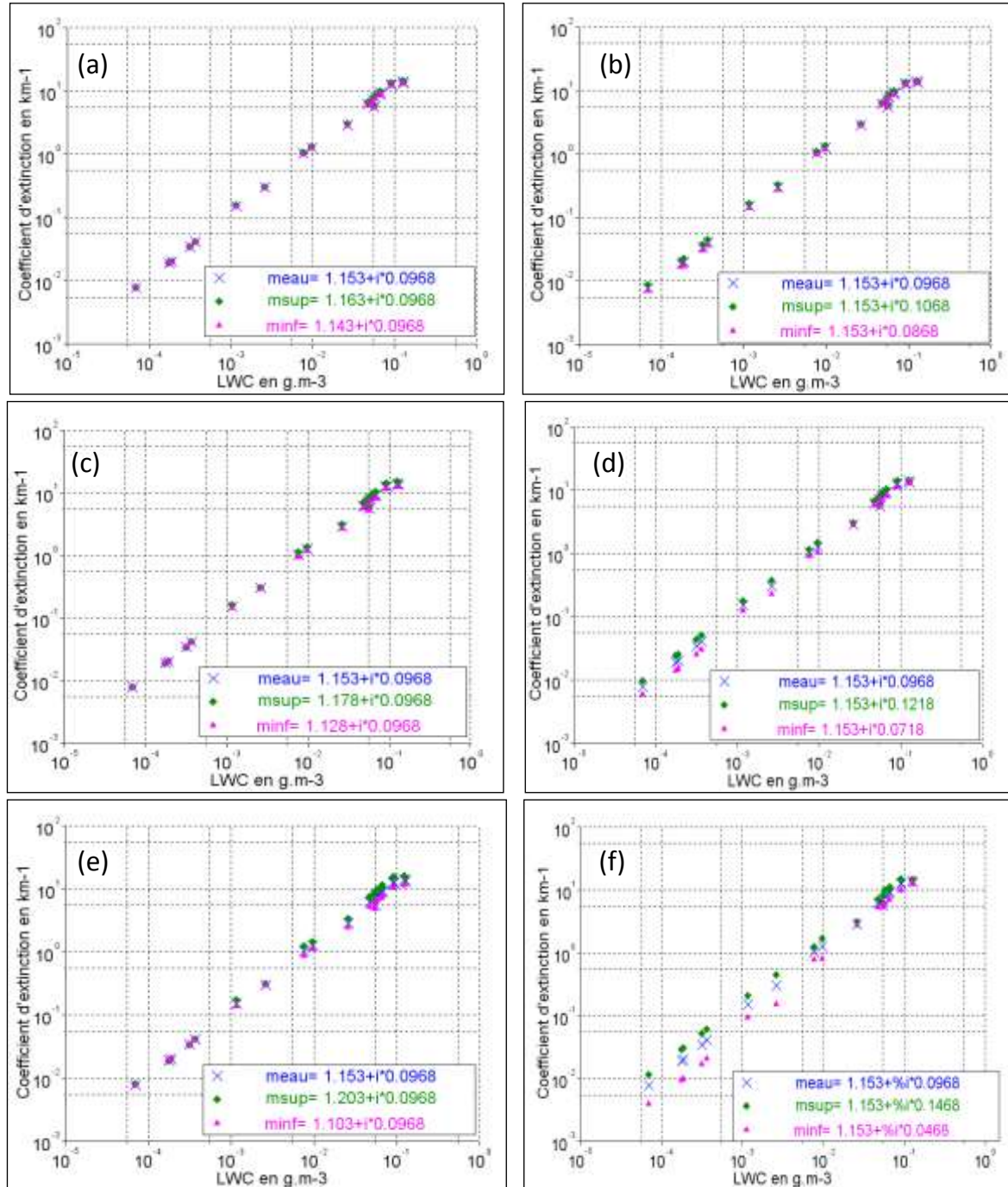


Figure 20 : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide avec m_{eau} (croix bleu foncé), avec m_{sup} (losanges vert) et avec m_{inf} (triangles roses), pour les variations de la partie réelle (figures a, c et e), pour celles de la partie imaginaire (figures b, d et f), pour les variations de $\pm 0,01$ (figures a et b), pour les variations de $\pm 0,025$ (figures c et d), pour les variations de $\pm 0,05$ (figures e et f)

Il y a donc un impact d'une variation de l'indice de réfraction sur la relation linéaire entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide. Les parties réelles et imaginaires de l'indice influencent différemment la relation linéaire en fonction de la valeur du contenu en eau liquide, c'est le sujet de ce qui suit.

2.2.5.2) Raisons de la différence d'impact des parties réelles et imaginaires

Pour expliquer la raison pour laquelle la partie réelle impacte plus les brouillards denses et la partie imaginaire les brouillards légers, l'erreur relative faite sur l'efficacité d'extinction par la variation de l'indice de réfraction. Pour cela, l'erreur relative (équations 37 et 38) en fonction de la taille des gouttelettes est tracée pour une variation de l'indice de réfraction de 0,05 par défaut ou par excès. Je considère l'erreur faite lorsque l'indice de réfraction utilisé lors de l'analyse est celui de l'eau liquide au lieu de l'indice réel des gouttelettes (qui est ici m_{sup} ou m_{inf}).

$$ER_{ExtSup} = 100 \times \frac{Q_{ext}(m_{sup}) - Q_{ext}(m_{eau})}{Q_{ext}(m_{sup})} \quad 37$$

$$ER_{ExtInf} = 100 \times \frac{Q_{ext}(m_{inf}) - Q_{ext}(m_{eau})}{Q_{ext}(m_{inf})} \quad 38$$

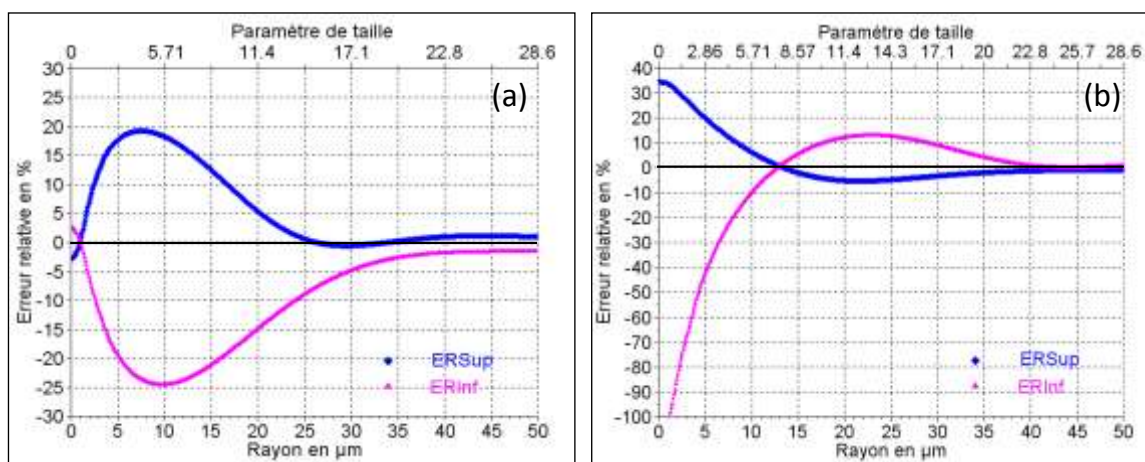


Figure 21 : Erreur relative de l'efficacité d'extinction en fonction de la taille des gouttelettes pour une partie réelle (figure a) ou imaginaire (figure b) supérieure à celle de l'eau liquide (ER_{Sup}) et pour une partie réelle (figure a) ou imaginaire (figure b) inférieure à celle de l'eau liquide (ER_{Inf})

Pour la variation de la partie réelle, l'erreur est plus grande pour les gouttelettes dont le rayon se situe autour de 10 µm. Elle est supérieure à 15 %, pour des rayons compris entre 4 et 13 µm et inférieure à -15 % pour des rayons compris entre 4 et 20 µm. En revanche, pour une variation de la partie imaginaire, plus le rayon est petit, plus l'erreur est importante. En effet, elle est supérieure à 15 % pour des rayons inférieurs à 6 µm ou inférieure à -15 % pour des rayons inférieurs à 9 µm.

Cela explique pourquoi une variation de la partie réelle ou imaginaire n'impacte pas les mêmes brouillards. En effet, les brouillards les plus légers auront une proportion plus importante de petites gouttelettes et plus le contenu en eau liquide est élevé ; c'est-à-dire plus le brouillard est dense ; plus la proportion de gouttelettes de grande taille est importante.

2.2.5.3) Analyse de la variation minimale impactant la relation linéaire

Pour déterminer la variation minimale à partir de laquelle la relation linéaire est impactée, je regarde à partir de quel pourcentage d'erreur sur l'efficacité d'extinction, la relation entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide est influencée.

2.2.5.2.1) Influence de la partie réelle

L'erreur sur l'efficacité d'extinction est tracée sur les Figure 22 (a), (c) et (e) en fonction du rayon et du paramètre de taille si la partie réelle de l'indice de réfraction est inférieure ou supérieure à celle de l'indice de l'eau liquide. Les erreurs relatives par rapport à l'efficacité d'extinction sont calculées avec m_{eau} (équations 36 et 37). Les Figure 22 (b), (d) et (f) illustrent l'impact de la variation de la partie réelle sur la relation linéaire.

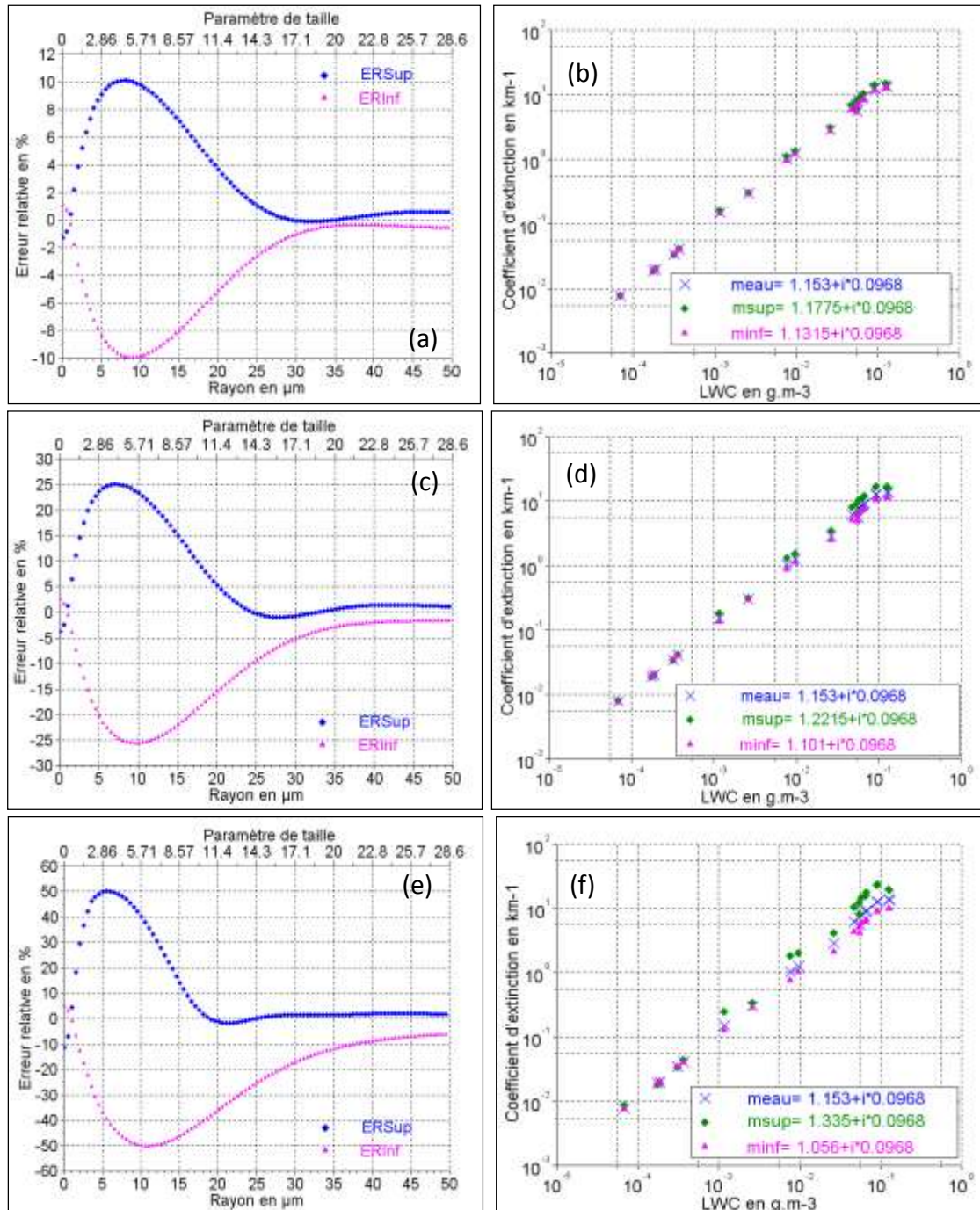


Figure 22 (a), (c) et (e) : Erreur relative de l'efficacité d'extinction en fonction du rayon et du paramètre de taille avec la partie réelle supérieure à celle de l'eau liquide ER_{Sup} (croix bleu foncé), avec la partie réelle inférieure à celle de l'eau liquide ER_{inf} (triangles roses), pour une erreur de 10 % (figure a), pour une erreur de 25 % (figure c) et pour une erreur de 50 % (figure e)

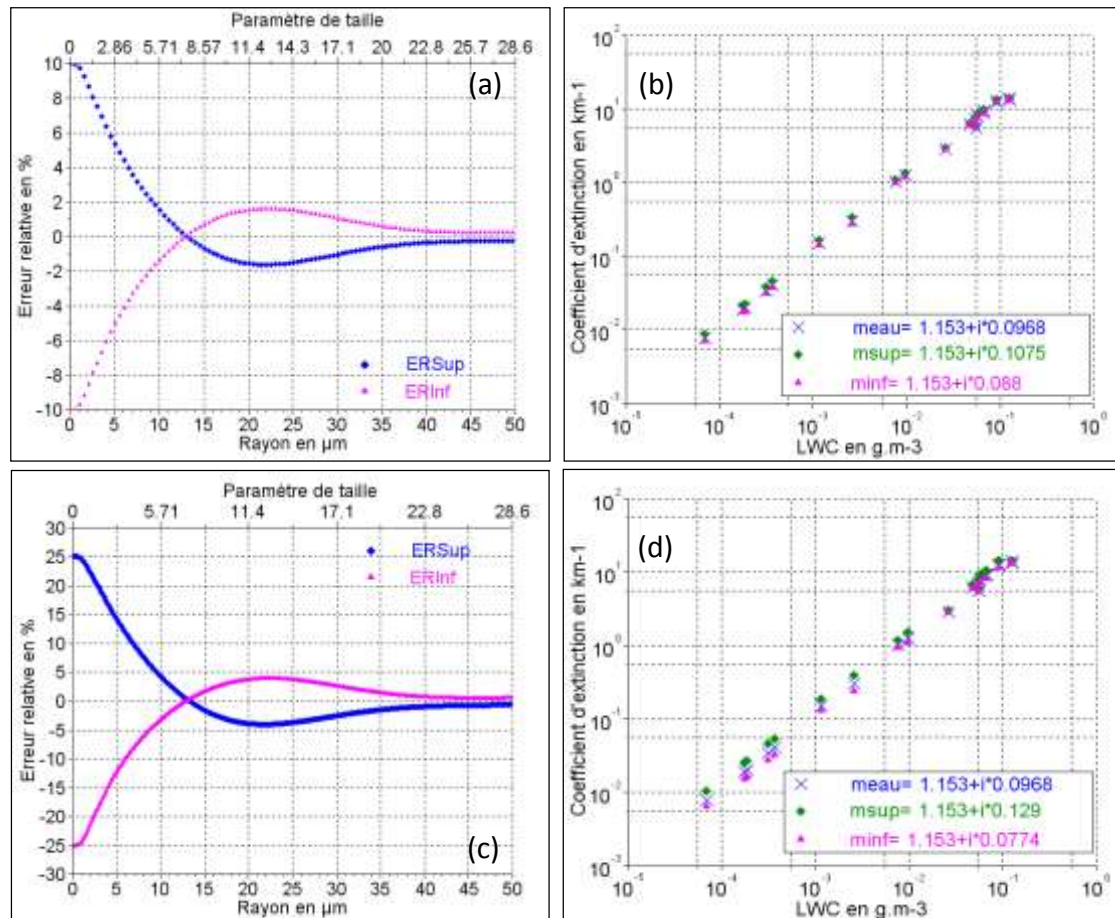
Figure 22 (b), (d) et (f) : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour l'indice de réfraction de l'eau liquide (croix bleu foncé), pour la partie réelle supérieure à celle de l'eau liquide (losanges verts), pour la partie réelle inférieure à celle de l'eau liquide (triangles roses) et, pour une erreur sur l'efficacité d'extinction de 10 % (figure b), pour une erreur de 25 % (figure d) et pour une erreur de 50 % (figure f)

De façon logique, plus l'erreur relative sur l'efficacité d'extinction est importante, plus la relation linéaire coefficient d'extinction / contenu en eau liquide est impactée. Un biais sur la relation linéaire à partir d'une erreur de 25 %.

2.2.5.2.2) Influence de la partie imaginaire

L'erreur sur l'efficacité d'extinction est tracée sur les Figure 23 (a), (c) et (e) en fonction du rayon et du paramètre de taille si la partie imaginaire de l'indice de réfraction est inférieure ou supérieure à celle de l'indice de l'eau liquide. Les erreurs relatives par rapport à l'efficacité d'extinction sont calculées avec m_{eau} (équations 36 et 37). Les Figure 23 (b), (d) et (f) illustrent l'impact de la variation de la partie imaginaire sur la relation linéaire.

Comme précédemment, plus l'erreur relative sur l'efficacité d'extinction est importante, plus la relation linéaire coefficient d'extinction / contenu en eau liquide est impactée. Un biais sur la relation linéaire à partir d'une erreur de 25 %.



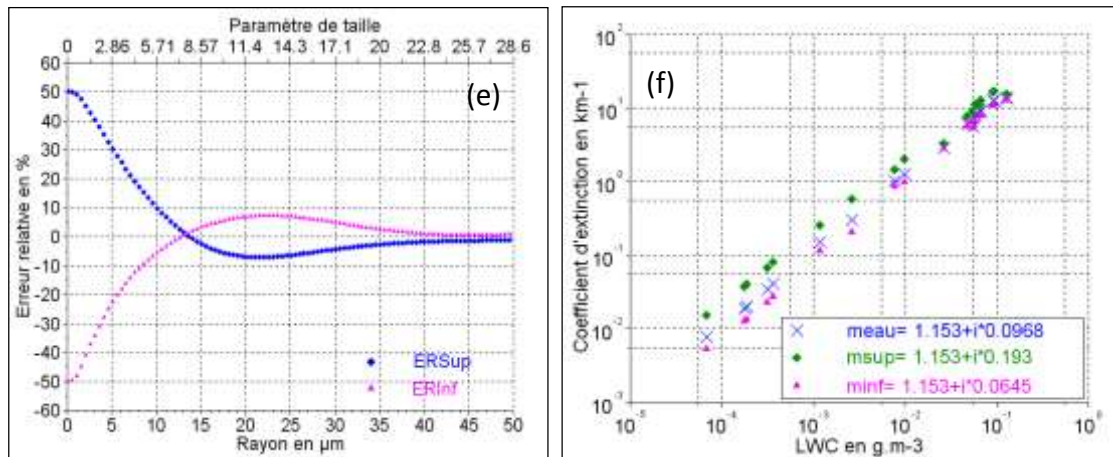


Figure 23 (a), (c) et (e) : Erreur relative de l'efficacité d'extinction en fonction du rayon et du paramètre de taille avec la partie imaginaire supérieure à celle de l'eau liquide ER_{sup} (croix bleu foncé), avec la partie imaginaire inférieure à celle de l'eau liquide ER_{inf} (triangles roses), pour une erreur de 10 % (figure a), pour une erreur de 25 % (figure c) et pour une erreur de 50 % (figure e)

Figure 23 (b), (d) et (f) : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour l'indice de réfraction de l'eau liquide (croix bleu foncé), pour la partie imaginaire supérieure à celle de l'eau liquide (losanges verts), pour la partie imaginaire inférieure à celle de l'eau liquide (triangles roses) et, pour une erreur sur l'efficacité d'extinction de 10 % (figure b), pour une erreur de 25 % (figure d) et pour une erreur de 50 % (figure f)

2.2.5.3.) Conclusions :

La variation des parties réelles ou imaginaires a une influence sur la relation linéaire entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide. En effet, les Figure 20 ont permis de montrer qu'une variation de la partie imaginaire de + ou - 0,025 et de la partie réelle de + ou - 0,05 a un impact sur la relation linéaire. L'erreur relative sur l'efficacité d'extinction et l'impact sur la relation linéaire lorsque l'indice de réfraction varie ont été étudiés en parallèle. Cela a permis d'établir que c'est à partir d'une variation d'indice entraînant une erreur relative de 25 % que la relation linéaire est impactée.

Cette étude a également démontré que les parties réelles et imaginaires n'influencent pas la relation linéaire pour les mêmes brouillards. En effet, pour les brouillards dont les contenus en eau liquide sont inférieurs à $10^{-2} \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ sont plus influencés par la partie imaginaire et ceux dont les contenus en eau liquide sont supérieurs à $10^{-2} \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ par la partie réelle.

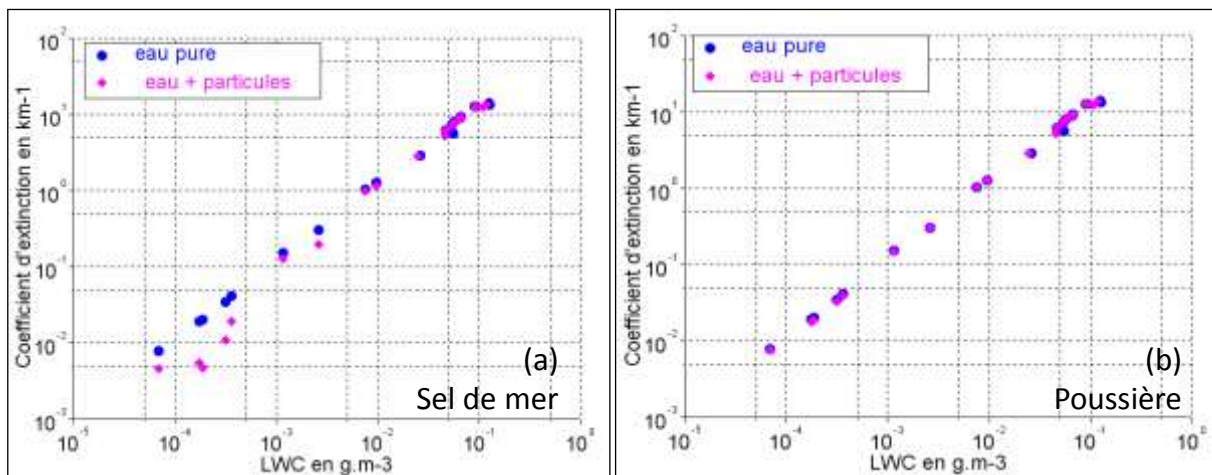
2.2.5.3) Influence de l'utilisation de deux indices de réfraction

Pour étudier l'impact occasionné par le fait de négliger un indice de réfraction différent pour les petites particules, le coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide est tracé en utilisant différents aérosols. Les indices de réfraction des particules sont tirés du chapitre 18 du livre : *Handbook of Geophysics and space environment* [68]. Le Tableau 4 regroupe les indices des différents types d'aérosols pour une longueur d'onde de 11 μm .

Sel de mer	$1,48 + 1,4 \cdot 10^{-2}i$
Océanique	$1,246 + 7,31 \cdot 10^{-2}i$
Glace	$1,093 + 0,239i$
Météorique	$1,509 + 0,691i$
Hydrosoluble	$1,72 + 5,0 \cdot 10^{-2}i$
Poussière	$1,62 + 0,105i$
Suie	$2,23 + 0,73i$
75% H_2SO_4	$1,670 + 0,485i$
Volcanique	$2,15 + 0,270i$

Tableau 4 : Indices de réfraction pour différents types d'aérosol pour une longueur d'onde de $11 \mu m$

La Figure 24 illustre le coefficient d'extinction obtenu en fonction du contenu en eau liquide dans deux cas. Pour le premier, les particules sont composées uniquement d'eau liquide (ronds bleus) et pour le second, les plus petites particules sont des aérosols aux indices de réfraction mentionnés dans le Tableau 4 (triangles roses). Les résultats pour quatre types d'aérosols différents sont présentés, à savoir le sel de mer (graphique (a)), la poussière (graphique (b)), la suie (graphique (c)) et les particules de type météorique (graphique (d)). Le cas où deux indices de réfraction sont pris en compte est considéré comme la réalité et l'erreur résultant de la modélisation par un seul indice est analysée.



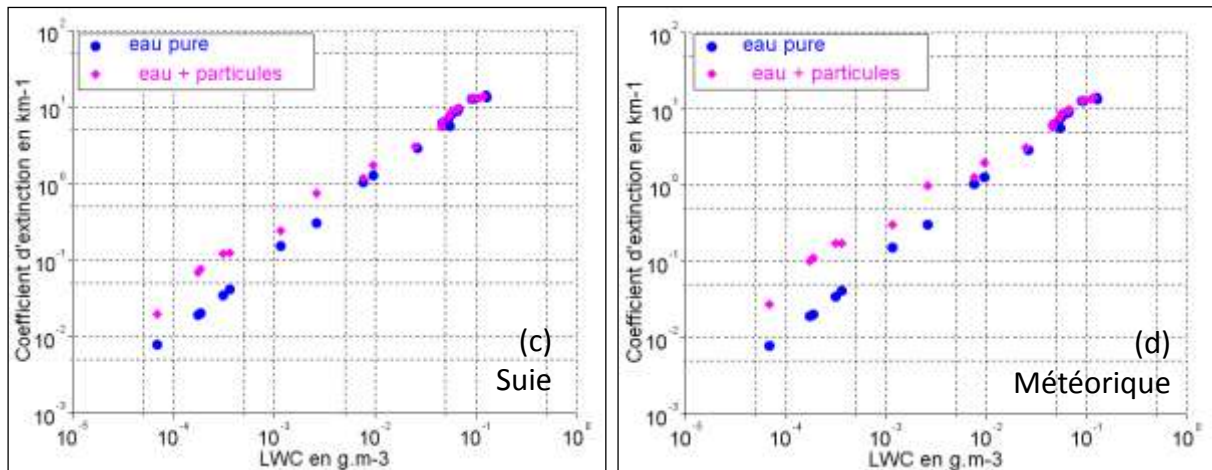


Figure 24 : Coefficient d'extinction en fonction du contenu en eau liquide pour l'équation 21 pour un seul indice de réfraction (ronds bleus) et pour deux indices de réfraction (losanges roses)

Si les aérosols sont du sel de mer alors, pour un coefficient d'extinction donné, le contenu en eau liquide est sous-estimé. S'ils sont composés de poussières, cela n'a pas d'impact sur la mesure, mais dans le cas des particules de suie ou de type météorique, pour un coefficient donné, le contenu en eau liquide est surestimé.

Si les aérosols donnés dans le Tableau 4 sont triés, de ceux qui sous-estiment le plus le contenu en eau liquide à ceux qui le surestiment le plus, cela donne l'ordre suivant : sel de mer, particules hydrosolubles, particules océaniques, poussière, particules volcaniques, glace, suie, acide sulfurique et particules météoriques. L'observation des indices de réfraction montre que les particules pour lesquelles le contenu en eau liquide est sous-estimé ont une partie imaginaire plus grande que celle de l'eau liquide. Alors que les particules, pour lesquelles le contenu en eau liquide est surestimé, ont une partie imaginaire inférieure à celle de l'eau liquide. Cela suggère que la partie imaginaire a une influence plus importante que la partie réelle.

Les brouillards les plus légers sont plus affectés par la différence d'indice pour les particules de rayons inférieurs à $1\ \mu\text{m}$; puisque dans ces brouillards, la proportion des petites particules est plus importante que pour les brouillards denses.

2.2.6) Conclusion

Les résultats obtenus avec les granulométries de la campagne ToulouseFog n'ont pas permis de retrouver les résultats présentés dans l'article de Pinnick. Cependant, l'étude réalisée avec les mesures de la campagne ParisFog confirme les résultats de Pinnick, à savoir qu'il existe une relation linéaire entre le contenu en eau liquide des brouillards et le coefficient d'extinction pour une longueur d'onde de $11\ \mu\text{m}$. Ces résultats m'ont permis de conclure que le biais observé avec les mesures de la campagne ToulouseFog était dû à la limite de mesure des instruments, ces derniers n'ayant mesuré aucune gouttelette supérieure à $10\ \mu\text{m}$. L'étude des conditions de validité de l'approximation utilisée a mis en évidence que cette dernière était correcte jusqu'à des rayons d'environ $12\ \mu\text{m}$. Or cette valeur permet de couvrir la gamme de rayons des gouttelettes présentes dans les brouillards.

J'ai ensuite étudié l'impact d'un biais éventuel sur l'indice de réfraction des gouttelettes. En effet, ce paramètre n'étant pas connu aujourd'hui, il est considéré comme étant celui de l'eau liquide. Or cette étude a permis de mettre en évidence que s'il diffère de celui de l'eau, il peut effectivement y avoir un impact sur la validité de la relation entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide. Cet impact n'est pas le même si c'est la partie imaginaire de l'indice de réfraction qui diffère de celle de l'eau ou si c'est sa partie réelle. La relation linéaire est plus sensible à une éventuelle variation de la partie imaginaire pour les brouillards dont le contenu en eau liquide est inférieur à 10^{-2} g.m^{-3} et à une variation de la partie réelle pour les brouillards dont le contenu en eau liquide est supérieur à 10^{-2} g.m^{-3} . La seconde étape de l'étude sur l'indice de réfraction porte sur les particules ayant un rayon inférieur à $1 \mu\text{m}$. Celles-ci ne sont pas des gouttelettes d'eau, mais des aérosols et n'ont pas l'indice de réfraction de l'eau liquide. Si nous prenons pour les particules inférieures à $1 \mu\text{m}$ l'indice d'un aérosol connu, comme le sel de mer par exemple, à la place de celui de l'eau, la relation entre le contenu en eau liquide et le coefficient d'extinction peut être impacté. Les brouillards avec un faible contenu en eau liquide sont les plus concernés, mais l'influence de l'indice de réfraction de ces petites particules dépend de la valeur de l'indice de réfraction considéré.

Lorsque la chimie des particules sera mieux comprise, il serait intéressant d'étudier l'impact réel qu'engendre l'hypothèse que les gouttelettes des brouillards sont uniquement constituées d'eau liquide. Si celui-ci impacte le coefficient d'extinction, il faudra quantifier l'erreur qu'une mauvaise estimation de l'indice de réfraction engendre pour la mesure du contenu en eau liquide. De plus, cette étude a été réalisée en considérant des particules sphériques, il serait intéressant de la compléter en analysant l'impact de particules non sphériques.

Partie II

Étude instrumentale

Le bruit peut être défini comme une présence d'informations parasites qui s'ajoutent aléatoirement au signal utile. Pour estimer la capacité d'un instrument à effectuer une mesure, il est nécessaire de déterminer les sources de bruits possibles et puis d'en estimer l'impact sur cette mesure. Les deux premiers chapitres de cette partie sont consacrés aux bruits, en partie via les études des rapports signal sur bruit. Ainsi, deux architectures lidar sont comparées, les lidars en détection directe (chapitre 3) et les lidars en détection hétérodyne (chapitre 4). Pour réaliser cette comparaison, les rapports signal sur bruit sont analysés pour les deux architectures.

Afin d'étudier les performances que pourrait atteindre le lidar hétérodyne pour la mesure du contenu en eau liquide, j'ai codé et validé un simulateur instrumental. Présenté dans le chapitre 6, je l'ai construit à partir d'un modèle publié du signal hétérodyne, mais j'ai été amenée à lui rajouter un module original de calcul du rendement hétérodyne pour une configuration bistatique désaxée (chapitre 5), et les premiers résultats obtenus m'ayant montré un problème de biais de mesure à courte distance, j'ai dû concevoir une nouvelle technique de traitement inspirée de la technique classique, mais en corrigeant le biais (chapitre 7). L'analyse des performances atteintes par le traitement m'a permis de développer des approximations analytiques de la précision de mesure. Une étude paramétrique est enfin conduite au chapitre 8

Chapitre 3.

Lidar en détection directe

En détection directe, la qualité du signal est caractérisée par le Carrier to Noise Ratio (CNR) dont l'expression est :

$$CNR = \frac{i_s^2}{i_g^2 + i_n^2 + i_B^2 + i_T^2} \quad 39$$

avec :

- i_T^2 : le bruit de Johnson (aussi appelé bruit thermique) du détecteur,
- i_n^2 : le bruit de grenaille lié au courant d'obscurité du photodétecteur,
- i_g^2 : le bruit de grenaille lié au signal rétrodiffusé,
- i_B^2 : le bruit de grenaille lié à l'atmosphère,
- i_s^2 : la puissance reçue par le photodétecteur.

Les différents bruits entrant en jeu dans le calcul du CNR étant indépendants, leurs puissances s'additionnent.

L'architecture des lidars en détection directe est détaillée et les valeurs des paramètres instrumentaux utilisés par la suite sont données. Puis les différents paramètres du CNR sont analysés. Enfin, l'étude du CNR lui-même fait l'objet de la troisième partie.

3.1) Architecture d'un lidar en détection directe

Le principe général du lidar en détection directe est résumé sur la Figure 25 ci-dessous. La lumière captée par le télescope est filtrée spectralement afin de réduire le bruit de fond ou pour sélectionner une longueur d'onde particulière comme dans le cas d'un lidar Raman, puis la puissance lumineuse incidente sur le détecteur est convertie en courant électrique.

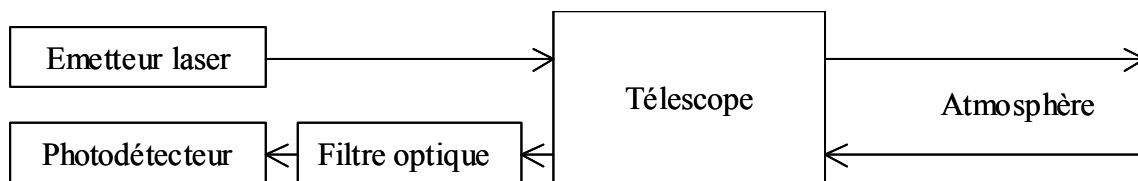


Figure 25 : Schéma de principe d'un lidar en détection directe

Pour calculer la valeur que peut prendre le CNR, j'ai considéré les paramètres instrumentaux listés dans le Tableau 5. Pour établir cette liste, je me suis inspirée de caractéristiques de composants disponibles sur le marché. Deux lasers à CO₂ ont été sélectionnés, l'un d'eux provient de Edinburg Instrument et l'autre de Coherent. Le télescope est un télescope Schmidt-Cassegrain Celestron C8 S XLT Go-To. Le filtre optique est commercialisé par la société Andover Corporation. Enfin, pour le photodétecteur, aucun des modèles trouvés ne donnait l'ensemble des informations nécessaires. Les valeurs des paramètres utilisées sont celles d'un détecteur HgCdTe de Teledyne Judson Technologies et d'un article comparant les capacités des photodiodes HgCdTe et des photoconducteurs à puits quantiques [69]. Pour les variables atmosphériques, j'ai pris les valeurs de la distribution du brouillard le plus dense de la base de données d'observation à laquelle j'ai eu accès. Pour la bande passante de détection, je l'ai adaptée à la durée des impulsions laser. Idéalement, elle devrait être de 10 MHz pour correspondre à la résolution spatiale souhaitée pour la mesure (15 m), mais nous noterons que l'un des deux lasers (celui de Coherent) émet des impulsions très courtes, donc la bande passante sera de 50 MHz.

Composants	Paramètres	Valeurs
	Coefficient d'extinction	$1,54.10^{-2} \text{ m}^{-1}$
	Coefficient de rétrodiffusion	$9.20.10^{-6} \text{ m}^{-1}$
	Température	5 °C = 278,15 K
	Bande passante	50MHz
Laser	Energie	80mJ 100μJ
	Longueur d'onde	$10,6.10^{-6} \text{ m}$
Télescope	Surface	$3,14.10^{-2} \text{ m}^2$ – rayon = 10 cm
	Angle d'ouverture	0,1 rad
Filtre optique	Largeur spectrale	1432 nm
Photorécepteur	Résistance de charge	100 Ω
	Gain	55dB
	Courant d'obscurité	0,1 μA
	Rendement quantique	0,7

Tableau 5 : Valeurs des paramètres des différents composants pour le lidar en détection directe

3.2) Bruits

3.2.1) Bruit de Johnson

Ce bruit est généré par l'agitation thermique des porteurs de charges, les électrons, dans une résistance en équilibre thermique (ici la résistance de charge du photodétecteur). Son expression est :

$$i_T^2 = \frac{4k_B T_c B}{G_d R_c}$$

avec :

- R_c : la résistance de charge du photodétecteur (en Ω),
- G_d : le gain du détecteur.

Avec les valeurs des paramètres instrumentaux et atmosphériques données dans la partie précédente, le bruit de Johnson vaut $14,21 \cdot 10^{-15} \text{ A}^2$.

3.2.2) Bruit lié au photodétecteur

Le courant d'obscurité est le courant résiduel d'un photodétecteur en l'absence d'éclairement. Ce courant induit un bruit de grenaille sur le signal du photodétecteur. Ce bruit a une expression typique des bruits de grenaille :

$$i_n^2 = 2eBi_N$$

avec :

- e : la charge de l'électron (en C),
- i_N : le courant d'obscurité du photodétecteur (en A).

Avec les valeurs des paramètres instrumentaux et atmosphériques données dans la première partie, le bruit de grenaille lié au courant d'obscurité vaut $1,6 \cdot 10^{-18} \text{ A}^2$.

3.2.3) Bruit lié au signal rétrodiffusé

Le signal rétrodiffusé reçu par le photodétecteur engendre, lui aussi, un bruit de grenaille lors de sa conversion en signal électrique. L'expression de ce bruit est celle d'un bruit de grenaille, comme celle ci-dessus, avec l'intensité i_s du signal lidar à la place du courant d'obscurité du photodétecteur :

$$i_g^2 = 2e^2 B \eta_d P(t)$$

avec :

- η_d : le rendement quantique du photodétecteur,
- $P(t)$: la puissance rétrodiffusée (en $\text{photon} \cdot \text{s}^{-1}$).

L'expression de cette puissance est :

$$P(t) = \frac{K_{opt} \lambda}{h} \beta(z) T^2(z) \frac{A}{2z^2} E_0$$

avec : K_{opt} : le coefficient de pertes dans les diverses optiques (ici 0,6).

L'expression du bruit de grenaille lié au signal rétrodiffusé est obtenue à l'aide des expressions de l'intensité du signal lidar et de la puissance rétrodiffusée.

$$i_g^2 = e^2 B \eta_d \frac{K_{opt} \lambda A E_0}{h z^2} \beta(z) T^2(z)$$

Avec les valeurs des paramètres instrumentaux et atmosphériques données dans la première partie, le bruit de grenaille lié au signal vaut à 100 m, $1,46.10^{-15} \text{ A}^2$ pour $E_0 = 80 \text{ mJ}$ et $1,83.10^{-18} \text{ A}^2$ pour $E_0 = 100 \mu\text{J}$, et pour 300 m $3,43.10^{-19} \text{ A}^2$ pour $E_0 = 80 \text{ mJ}$ et $4,29.10^{-22} \text{ A}^2$ pour $E_0 = 100 \mu\text{J}$.

3.2.4) Bruit lié à l'atmosphère

Le rayonnement propre du brouillard est, lui aussi, reçu par le photodétecteur et tout comme le signal lidar rétrodiffusé, il engendre un bruit de grenaille lors de sa conversion en signal électrique. L'expression de ce bruit est celle d'un bruit de grenaille comme celle ci-dessus avec l'intensité du rayonnement de fond du brouillard à la place de l'intensité du signal lidar :

$$i_B^2 = 2e^2 B \eta_d R_f$$

où R_f est le rayonnement de fond du brouillard en photon.s^{-1} . Son expression est :

$$R_f = \frac{2\pi c A D \theta_t^2}{\lambda^4} \frac{1}{e^{hc/k_B T_c \lambda} - 1}$$

avec :

- D : la largeur spectrale du filtre optique (en m),
- θ_t : le champ de vue du télescope (en rad).

Le bruit de grenaille lié à l'atmosphère peut donc s'écrire à l'aide de l'expression de l'intensité du rayonnement de fond du brouillard. Son expression complète est la suivante :

$$i_B^2 = \frac{4\pi e^2 B \eta_d c A D \theta_t^2}{\lambda^4} \frac{1}{e^{hc/k_B \lambda T} - 1}$$

Avec les valeurs des paramètres instrumentaux et atmosphériques données dans la première partie, le bruit de grenaille lié à l'atmosphère vaut $1,00.10^{-12} \text{ A}^2$.

3.2.5) Signal reçu par le photodétecteur

L'expression du signal reçu par le photodétecteur utilisée pour calculer le rapport signal sur bruit est :

$$i_s = \frac{e \eta_d K_{opt} A E_0 \lambda}{2 h z^2} \beta(z) T^2(z)$$

Avec les valeurs des paramètres instrumentaux et atmosphériques données dans la première partie, le signal reçu par le photodétecteur vaut pour 100 m, $5,71.10^{-5} \text{ A}$ soit une puissance de $3,26.10^{-9} \text{ A}^2$ pour $E_0 = 80 \text{ mJ}$ et $7,14.10^{-8} \text{ A}$ soit une puissance de $5,10.10^{-15} \text{ A}^2$ pour $E_0 = 100 \mu\text{J}$, pour 300 m, $1,34.10^{-8} \text{ A}$ soit une puissance de $1,80.10^{-16} \text{ A}^2$ pour $E_0 = 80 \text{ mJ}$ et $1,68.10^{-11} \text{ A}$ soit une puissance de $2,81.10^{-22} \text{ A}^2$ pour $E_0 = 100 \mu\text{J}$

3.2.6) Récapitulatif

Le Tableau 6 regroupe les valeurs des différents bruits et de la puissance reçue par le photodétecteur pour les mêmes paramètres.

Bruit	Valeur en A^2
Bruit de Johnson	$14,21 \cdot 10^{-15}$
Bruit lié au courant d'obscurité	$1,60 \cdot 10^{-18}$
Bruit lié au signal rétrodiffusé	$1,46 \cdot 10^{-15}$
Bruit lié à l'atmosphère	$1,00 \cdot 10^{-12}$
Puissance reçue par le photorécepteur (à 100 m)	$3,26 \cdot 10^{-9}$

Tableau 6 : Valeurs des différents bruits et de la puissance

Le bruit le plus important est le bruit lié à l'atmosphère. Si à 100 m, la puissance reçue par le photorécepteur est plus importante, celle-ci diminue rapidement avec l'altitude et dès 200 m, elle est du même ordre de grandeur que le bruit. Donc très rapidement, le signal utile sera noyé sous le bruit. Les paramètres influençant ces différents bruits et le signal sont :

- pour le bruit de Johnson : la température, la bande passante, la résistance de charge et le gain du détecteur,
- pour le bruit lié au courant d'obscurité : la bande passante et le courant d'obscurité du photodétecteur,
- pour le bruit lié au signal rétrodiffusé : la bande passante, le rendement quantique du détecteur, la longueur d'onde, la surface du télescope, l'énergie du laser, l'altitude et les paramètres optiques du brouillard,
- pour le bruit lié à l'atmosphère : la bande passante, le rendement quantique du détecteur, la surface et le champ de vue du télescope, la largeur spectrale du filtre optique, la longueur d'onde et la température,
- pour la puissance reçue par le photodétecteur : le rendement quantique du détecteur, la surface du télescope, l'énergie du laser, la longueur d'onde, l'altitude et les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion.

Les paramètres ayant un impact sur les différents bruits et le signal sont maintenant connus, l'étude se porte donc sur le CNR et sur ses variations en fonction de ces différents paramètres.

3.3) Carrier to Noise Ratio

Un programme permettant de calculer le CNR et de tracer son profil a été codé sous Scilab. Le paramètre étudié est la portée de l'instrument. Celle-ci est définie comme la distance à laquelle le CNR est égal à 0 dB (la puissance de bruit est égale à celle du signal utile). L'étude se fait en quatre étapes. L'influence des paramètres du photodétecteur et des paramètres du télescope constituent les deux premières étapes. Puis l'influence de quatre autres paramètres instrumentaux et de la température sont les deux suivantes.

3.3.1) Influence des paramètres du photodétecteur

Les différents paramètres du photodétecteur influençant les bruits et la puissance reçue étudiés précédemment sont sa résistance de charge, son courant d'obscurité, son gain et son rendement quantique. Des tracés en fonction de chacun de ces paramètres ont été réalisés et se trouvent sur la Figure 26.

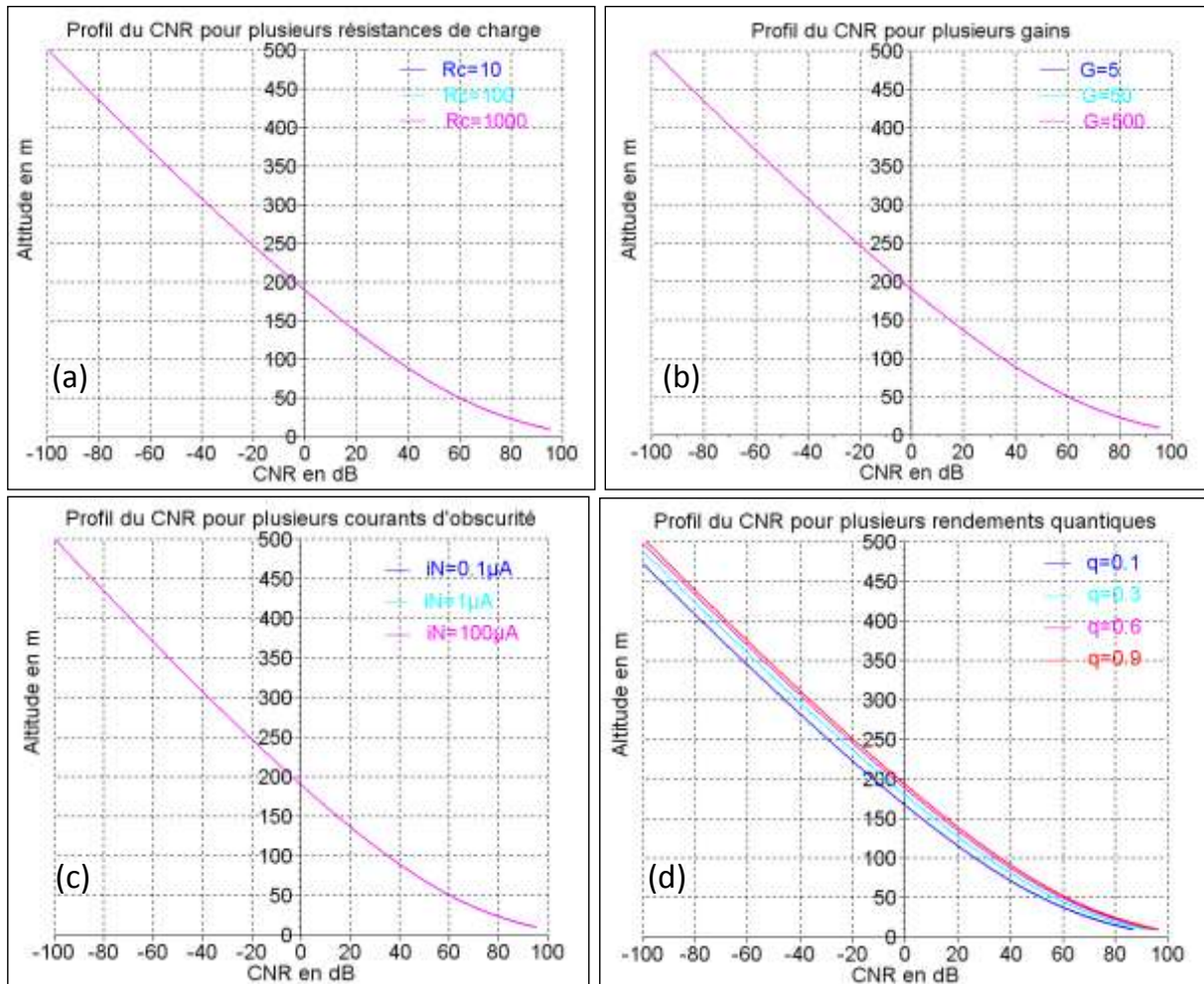


Figure 26: Profil du CNR pour trois résistances de charge 10Ω en bleu foncé, 100Ω en bleu ciel, 1000Ω en rose (a), pour trois gains 5 en bleu foncé, 50 en bleu ciel, 500 en rose (b), pour trois courants d'obscurité $1 \mu A$ en bleu foncé, $10 \mu A$ en bleu ciel, $100 \mu A$ en rose (c) et pour quatre rendements quantiques 0,1 en bleu foncé, 0,3 en bleu ciel, 0,6 en rose, 0,9 en rouge (d)

Le seul paramètre du photodétecteur qui influence sensiblement le CNR est le rendement quantique du détecteur. Plus celui-ci est grand, meilleure est la portée de l'instrument. Néanmoins, l'amélioration de la portée est limitée. En effet, pour un rendement de 0,1 elle est de 166 m alors que pour un rendement de 0,9 elle est de 192 m, ce qui représente un gain de seulement 26 m (+ 14 %). Même si nous aurons tout intérêt à prendre un détecteur ayant le plus grand rendement quantique possible, ce n'est pas ce paramètre qui permettra d'augmenter sensiblement la portée.

3.3.2) Influence des paramètres du télescope

Deux paramètres du télescope influencent les bruits et la puissance reçue étudiés précédemment, sa surface et son champ de vue. Des tracés en fonction de ces deux paramètres ont été réalisés et se trouvent sur la Figure 27.

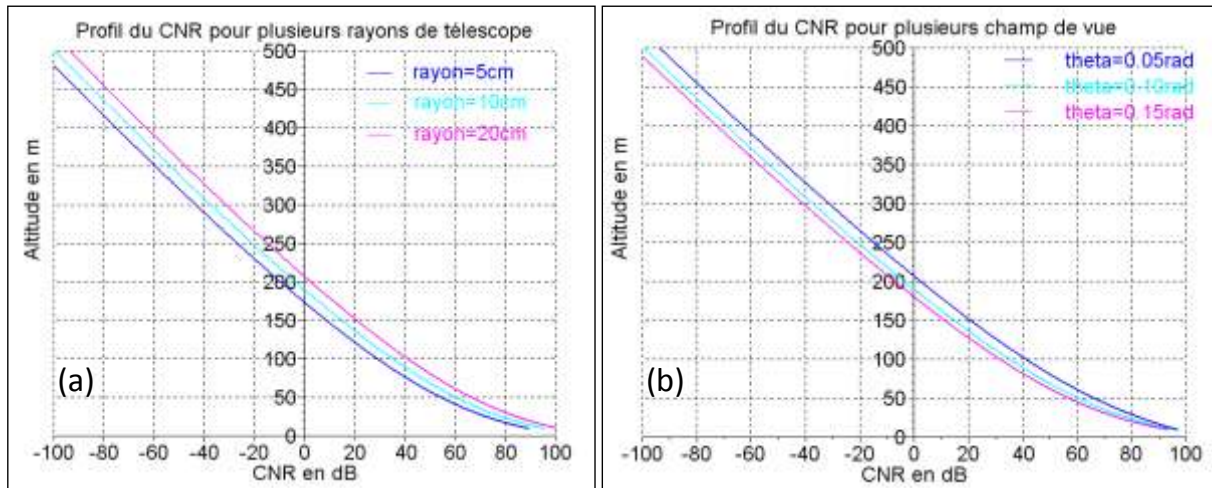


Figure 27 : Profil du CNR pour trois rayons du télescope 5 cm en bleu foncé, 10 cm² en bleu ciel, 20 cm en rose (a) et pour trois champs de vue 0,05 rad en bleu foncé, 0,1 rad en bleu ciel, 0,15 rad en rose (b)

Les deux paramètres influencent la portée de l'instrument, le télescope doit être grand avec un champ de vue étroit pour optimiser la portée. Ces résultats sont connus pour les lidars à détection directe. Notons cependant que l'étroitesse du champ de vue allonge la taille de la zone aveugle du lidar quand celui-ci est en configuration bistatique (le recouvrement entre le champ de vue et le faisceau laser se fait plus loin) ce qui, dans notre cas, est préjudiciable puisque nous cherchons à faire des mesures à courtes distances. Par ailleurs, aucun des deux paramètres n'a un impact important sur la portée. Effectivement, les gains obtenus grâce au rayon du télescope sont de 16 et 17 m respectivement pour un passage respectif de 5 à 10 cm et de 10 à 20 cm. De même, le bénéfice apporté par la diminution du champ de vue se limite à 26 m pour une diminution de 0,1 rad. Par conséquent, ces deux paramètres ne permettront pas d'augmenter sensiblement la portée de l'instrument.

3.3.3) Influence des autres paramètres instrumentaux

Les autres paramètres instrumentaux influençant les bruits et la puissance reçue étudiés précédemment sont la largeur spectrale du filtre optique, la bande passante, la longueur d'onde et l'énergie du laser. Des tracés en fonction de ces paramètres ont été réalisés et se trouvent sur la Figure 28.

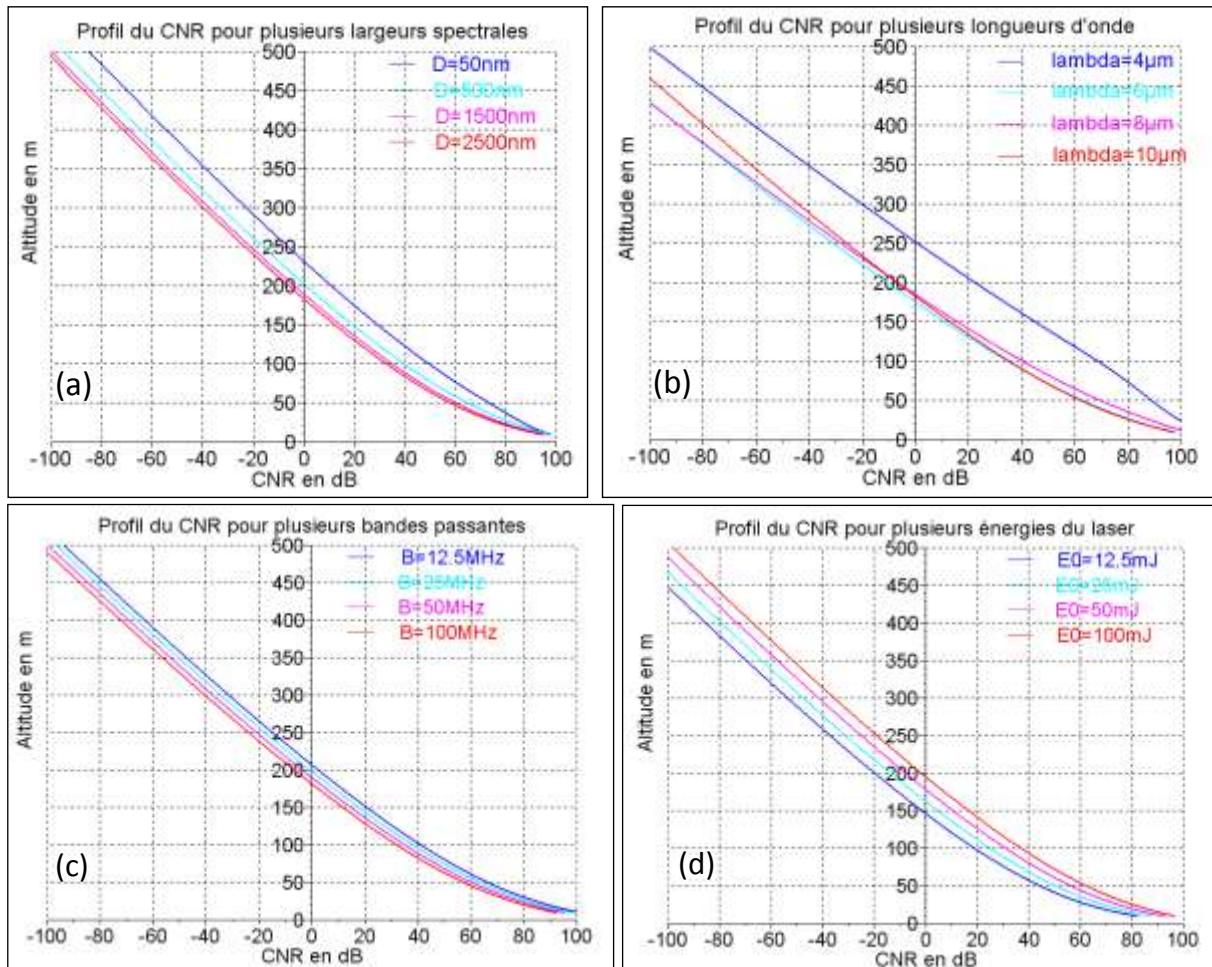


Figure 28 : Profil du CNR pour trois largeurs spectrales 500 nm en bleu foncé, 1500 nm en bleu ciel, 2500 nm en rose (a), pour quatre longueurs d'onde 4 μm en bleu foncé, 6 μm en bleu ciel, 8 μm en rose et 10 μm en rouge (b), pour quatre bandes passantes 12,5 MHz en bleu foncé, 25 MHz en bleu ciel, 50 MHz en rose, 100 MHz en rouge (c) et pour quatre énergies du laser 62.5 mJ en bleu foncé, 125 mJ en bleu ciel, 250 mJ en rose, 500 mJ en rouge (d)

Ces quatre paramètres influencent la portée de l'instrument. Une bande passante et une largeur spectrale étroite, et un laser puissant offrent une meilleure portée à l'instrument. Cependant, si la longueur d'onde a un impact important, cela n'est pas le cas des autres paramètres. En effet, une diminution de 2 000 nm de la largeur spectrale n'augmente la portée que de 19 m, de même diviser la bande passante par huit permet de gagner seulement 25 m. Pour l'énergie du laser, la multiplier par huit permet tout de même d'augmenter la portée de 49 m. Pour ce qui est de la longueur d'onde, 4 μm offre une meilleure portée (de presque 100 m par rapport à celle à 8 μm).

3.3.4) Influence des paramètres atmosphériques

Les paramètres atmosphériques influençant les bruits et la puissance reçue étudiés précédemment sont la température et la distribution de taille des brouillards par l'intermédiaire du coefficient d'extinction et du coefficient de rétrodiffusion. Des tracés en fonction de ces paramètres ont été réalisés et se trouvent sur les Figure 29.

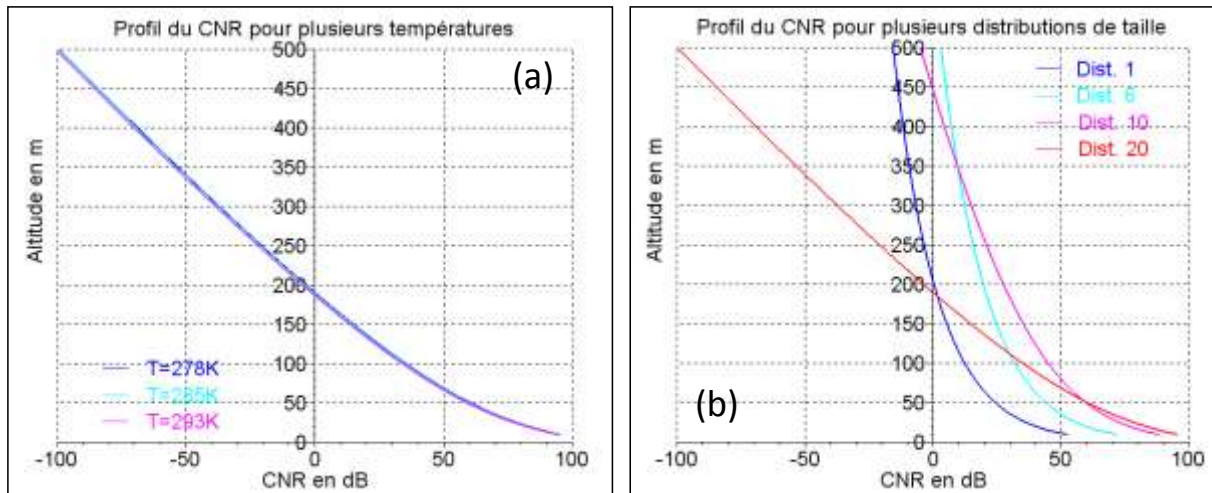


Figure 29 : Profil du CNR pour trois températures 278 K en bleu foncé, 285 K en bleu ciel et 293 K en rose (a) et pour quatre distributions de taille : distribution 1 en bleu foncé, distribution 6 en bleu ciel, distribution 10 en rose et distribution 20 en rouge (b)

Si la température n'a pas d'influence sur la portée de l'instrument, la distribution de taille des brouillards a un impact important. En effet, pour les distributions de taille 1 et 20, la portée n'est que de 205 m et de 190 m alors que pour les distributions 6 et 10, elle est de plus de 500 m et de 446 m. Les brouillards les plus denses et les moins denses ont une portée très faible, cela est dû à un faible coefficient de rétrodiffusion dans le cas des brouillards les plus légers et à un très fort coefficient d'extinction pour les brouillards les plus denses.

3.4) Conclusion

Dans un premier temps, j'ai étudié les quatre bruits et le signal entrant en jeu dans le rapport signal sur bruit d'un lidar en détection directe. J'ai ainsi montré que le bruit de grenaille lié à l'atmosphère était le bruit dominant et qu'il atteignait le même ordre de grandeur que la puissance reçue par le détecteur.

Dans un second temps, j'ai étudié le CNR en lui-même. Il est influencé par le rendement quantique du détecteur, le rayon et le champ de vue du télescope, la largeur spectrale du filtre optique, la longueur d'onde et l'énergie du laser, la bande passante et la distribution de taille. Parmi ces différents paramètres, seules la longueur d'onde et la distribution de taille ont un impact important sur la portée de l'instrument. La longueur d'onde offrant la meilleure portée n'est pas celle pour laquelle la relation entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide est vérifiée, ce n'est donc pas elle qui sera utilisée. Pour les distributions de taille, les brouillards les plus et les moins denses sont ceux pour lesquels la portée est la moins importante et atteint à peine 200 m. Il sera donc très difficile d'atteindre une portée de 500 m avec un lidar en détection directe pour l'ensemble des brouillards.

Chapitre 4

Lidar en détection hétérodyne

La capacité (ou incapacité) d'un lidar en détection hétérodyne à effectuer des mesures dans les brouillards est vérifiée ici. Pour mener cela à bien, deux paramètres sont étudiés, le Carrier to Noise Ratio (CNR) et le Signal to Noise Ratio (SNR).

L'architecture générale de ce type d'instrument est brièvement rappelée et les valeurs des différents paramètres de l'étude sont données. L'importance relative du bruit pour un signal hétérodyne est mesurée par deux paramètres. Le CNR qui est le rapport de la puissance moyenne du signal modulé en fréquence (la porteuse) sur la puissance moyenne du bruit de détection (lié essentiellement au bruit de grenaille de l'oscillateur local pour un lidar bien dimensionné), et le SNR qui est le rapport de la puissance utile du signal, sur l'écart-type de la puissance totale. L'étude du CNR permet de savoir jusqu'à quelle altitude, le signal hétérodyne a une puissance suffisamment élevée au-dessus du niveau de bruit de détection pour pouvoir être détectée, et le SNR donne une idée de la précision avec laquelle il est possible de mesurer sa puissance (voir partie IV).

4.1) Architecture d'un lidar en détection hétérodyne

Le principe de fonctionnement des lidars hétérodynes est rappelé à la Figure 30. Le rayonnement rétrodiffusé par l'atmosphère, capté et concentré par le télescope est mélangé (ou superposé) au faisceau d'un laser à émission continue et stable en fréquence grâce à un dispositif appelé oscillateur local (OL). Le détecteur produit alors un courant électrique dont une composante mesure l'interférence entre la lumière rétrodiffusée et l'oscillateur local. Cette composante est de type alternatif, elle bat à une fréquence égale à celle de la lumière rétrodiffusée moins celle de l'oscillateur local. Elle tombe en pratique dans la gamme des radiofréquences. La puissance de cette composante (c'est-à-dire son module au carré) est, en moyenne, proportionnelle à la puissance du signal optique rétrodiffusé capté par le télescope.

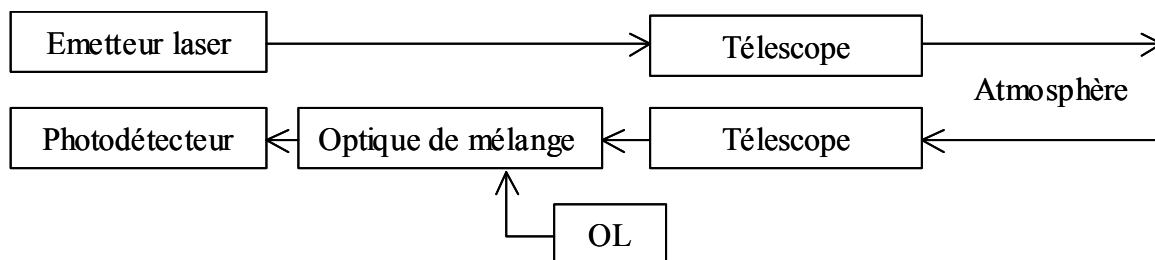


Figure 30 : Schéma de principe d'un lidar hétérodyne

L'étude qui suit nécessite de connaître certains paramètres des différents composants du lidar. Pour cela, des appareils disponibles dans le commerce ont été sélectionnés. Les valeurs des paramètres nécessaires à l'étude sont celles de ces instruments.

J'ai considéré les deux lasers CO₂ du chapitre précédent, et un télescope Schmidt-Cassegrain Celestron C8 S XLT Go-To. Pour l'oscillateur local, je me réfère au laser Firestar i401 commercialisé par la société Synrad. Enfin, la valeur du rendement quantique du photodétecteur est issue de la thèse de Patricia Delville [70]. Le détecteur HgCdTe est de type photovoltaïque. Le Tableau 7 rassemble les différents paramètres.

Composants	Paramètres	Valeurs
Laser	Energie	80 mJ 100μJ
	Longueur d'onde	10,6.10 ⁻⁶ m
	Cadence de tirs	100Hz 100kHz
Télescope	Surface	3,14.10 ⁻² m ² – rayon = 10 cm
Détecteur	Rendement quantique	0,7
Coefficient de rétrodiffusion		9.20.10 ⁻⁶ m ⁻¹
Coefficient d'extinction		1,54.10 ⁻² m ⁻¹
Bande passante		50 MHz
Nombre d'échantillons sur la porte de mesure		1
Nombre de tavelures temporelles		1
Rendement hétérodyne		0,2
Nombre d'échantillons		10 000

Tableau 7 : Valeurs des paramètres des différents paramètres utilisés pour l'étude analytique

Les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion sont ceux du brouillard le plus dense de la base de données d'observation à laquelle j'ai eu accès. La bande passante correspond à l'inverse de la durée de l'impulsion. Les portes de mesure sont réduites à un échantillon, car la bande passante est la plus étroite possible afin de diminuer la puissance du bruit de détection. Le nombre de tavelures par porte de mesure (c'est-à-dire le nombre de réalisations indépendantes de l'effet de chatoiement) est de ce fait réduit à 1. La valeur du rendement hétérodyne choisie est la moitié de la valeur optimale obtenue pour les lidars monostatiques [71], soit 0,2. Le nombre total d'échantillons par estimation est égal au nombre de tirs lidars accumulés puisque la porte de mesure ne contient qu'un seul échantillon. Celui-ci est limité en pratique par la durée d'intégration requise. Il est égal au produit de celle-ci par la cadence d'émission du laser (cadence de tir). J'ai considéré dans ce qui suit une durée d'intégration de 10 minutes, car c'est la résolution temporelle visée. Pour le laser d'Edinburgh, le nombre de tirs émis pendant cette période est de 60 000, il est 600 000 000 pour le laser de Cohérent. Sa valeur est posée à 10 000 pour être en accord avec le nombre de simulations qui seront moyennées dans la partie IV.

La section ci-dessous est consacrée à l'étude théorique puis analytique du Carrier to Noise Ratio.

4.2) Carrier to Noise Ratio

Le CNR est le rapport de la puissance moyenne du signal hétérodyne sur la puissance du bruit au niveau du détecteur. Son expression est :

$$CNR = \frac{\langle i_{het}^2 \rangle}{\langle i_b^2 \rangle} \quad 40$$

4.2.1) Expression du CNR

Le courant hétérodyne est produit par le mélange de l'onde rétrodiffusée et de l'onde issue de l'oscillateur local. Le photodétecteur transforme ce mélange en un courant électrique, le courant hétérodyne, dont l'expression [72] est la suivante :

$$i_{het} = K_p \int_{S_D} \eta_d(r_d) |E_d(r_d, z_d)|^2 dr_d$$

avec :

- S_D : la surface du détecteur (en m²),
- K_p : un coefficient de proportionnalité (voir son expression ci-dessous),
- r_d : une position courante sur le détecteur,
- E_d : l'onde détectée,
- z_d : la coordonnée du détecteur suivant Oz.

L'onde détectée E_d est la somme de l'onde rétrodiffusée par le brouillard et de l'onde provenant de l'oscillateur local. Le courant hétérodyne peut donc s'écrire :

$$i_{het} = K_p \int_{S_D} \eta_d(r_d) |e_r(r_d, z_d)|^2 dr_d + K_p \int_{S_D} \eta_d(r_d) |e_{OL}(r_d, z_d)|^2 dr_d \\ + 2K_p \operatorname{Re} \left[\int_{S_D} \eta_d(r_d) e_r(r_d, z_d) e_{OL}^*(r_d, z_d) e^{-2i\pi(\nu_r - \nu_{OL})t} dr_d \right]$$

avec :

- e_{OL} : l'amplitude de l'onde provenant de l'oscillateur local,
- e_r : l'amplitude de l'onde rétrodiffusée,
- ν_r : la fréquence de l'onde rétrodiffusée,
- ν_{OL} : la fréquence de l'oscillateur local.

Les deux premiers termes représentent, respectivement, la puissance du signal rétrodiffusé et la puissance de l'oscillateur local. Le premier terme varie en fonction des paramètres de l'atmosphère et le deuxième terme en fonction de l'oscillateur local qui, par définition, est pratiquement constant. Le troisième terme, quant à lui, bat à une fréquence intermédiaire correspondant à la fréquence rétrodiffusée moins celle de l'oscillateur local. Les deux premiers termes, qui sont des termes de basse fréquence, seront supprimés par filtrage. L'expression de la puissance hétérodyne instantanée ainsi obtenue est :

$$\langle i_{het}^2 \rangle = 2K_p \iint_{S_D^2} \langle \eta(r_d) \eta(r_d') e_r(r_d, z_d) e_r^*(r_d', z_d) e_{OL}^*(r_d, z_d) e_{OL}(r_d', z_d) \rangle dr_d dr_d' \quad 41$$

L'expression du coefficient de proportionnalité [72] est :

$$K_p = \frac{\varepsilon_0 c e}{2 h \nu}$$

avec :

- ε_0 : la constante diélectrique du vide (en $F.m^{-1}$),
- ν : la fréquence du rayonnement incident (en Hz).

Les lidars à détection hétérodyne sont réglés de façon à ce que le bruit de grenaille, généré par la détection, soit dominant. Rappelons l'expression de la puissance instantanée du bruit de grenaille :

$$\langle i_b^2 \rangle = 2e B i_{dc}$$

avec i_{dc} , la composante basse fréquence du courant à la sortie du détecteur. Celle-ci est la somme des deux termes de basse fréquence évoqués précédemment. Par conséquent, la puissance instantanée du bruit de grenaille s'écrit :

$$\langle i_b^2 \rangle = 2eB \int_{S_D} \eta_d(r_d) |e_r(r_d, z_d)|^2 dr_d + 2eB \int_{S_D} \eta_d(r_d) |e_{OL}(r_d, z_d)|^2 dr_d \quad 42$$

Le CNR peut maintenant être exprimé à l'aide des expressions des puissances instantanées hétérodes et du bruit (équations 41 et 42). En prenant en compte le fait que la puissance du faisceau rétrodiffusé est beaucoup plus faible que celle de l'oscillateur local et en considérant que le rendement quantique du détecteur est le même sur toute la surface de celui-ci, le CNR est exprimé à l'aide du rendement hétérodyne et de la puissance rétrodiffusée intégrée sur la surface du récepteur. L'expression du rendement hétérodyne γ [72] est :

$$\gamma = \frac{\iint_{S_D^2} \eta_d(r_d) \eta_d(r'_d) \overline{e_r(r_d, z_d) e_r^*(r'_d, z_d)} e_{OL}^*(r_d, z_d) e_{OL}(r'_d, z_d) dr_d dr'_d}{\int_{S_D} \eta_d(r_d) |e_r(r_d, z_d)|^2 dr_d \int_{S_D} \eta_d(r_d) |e_{OL}(r_d, z_d)|^2 dr_d} \quad 43$$

et l'expression de la puissance rétrodiffusée intégrée sur la surface du récepteur est :

$$P_r = \varepsilon_0 c \int_{S_D} |e_r(r_d, z_d)|^2 dr_d$$

Le CNR s'exprime donc de la façon suivante :

$$\overline{CNR} = \frac{\gamma \eta_d}{2 h \nu B} P_r \quad 44$$

Or la puissance rétrodiffusée peut également être exprimée à l'aide de l'expression :

$$P_r = K_{opt} \beta(z) T^2(z) \frac{Ac}{2z^2} E_0 \quad 45$$

A partir, des équations 44 et 45, l'expression du CNR est déduite :

$$CNR = \frac{\eta_d \cdot \gamma}{2 \cdot h \cdot B} K_{opt} \cdot E_0 \cdot \lambda \cdot \beta(z) \frac{A}{2z^2} T^2(z) \quad 46$$

Le CNR est donc dépendant de cinq paramètres instrumentaux, de trois paramètres atmosphériques et d'un paramètre à la fois instrumental et atmosphérique. Les paramètres instrumentaux sont le rendement quantique du détecteur η_d , la bande passante B , la surface du télescope A et, l'énergie E_0 et la longueur d'onde λ du laser. Les paramètres atmosphériques

sont le coefficient de rétrodiffusion β , la transmission T et à travers elle le coefficient d'extinction, et l'altitude z . Le rendement hétérodyne γ dépend à la fois de la technologie et de l'atmosphère, cela à travers la turbulence d'indice⁸. Ici, je considère que l'impact de la turbulence est négligeable, car je travaille toujours à courte distance et l'atmosphère est plutôt stable par temps de brouillard (stratification thermique⁹ stable). Le rendement hétérodyne est donc considéré essentiellement instrumental, lié à la qualité du dimensionnement et du réglage de l'instrument.

Dans la partie qui suit, l'influence des paramètres pouvant agir sur le CNR est étudiée. L'impact des cinq paramètres instrumentaux, puis ceux du coefficient d'extinction et de la transmission sont analysés. Pour cela, des tracés du profil du CNR sont réalisés. La donnée examinée est la portée de l'instrument. Celle-ci est déterminée en prenant le critère suivant : la portée maximale est obtenue pour un CNR de 0 dB. Il s'agit là d'un critère qualitatif. En pratique, les lidars hétérodynes peuvent fonctionner à des CNR bien plus bas en accumulant un très grand nombre de signaux, mais nous verrons plus loin que ce critère est pertinent pour notre application (quand $\text{CNR} \ll 1$, la précision de mesure se dégrade rapidement), et par ailleurs le CNR décroît très rapidement avec la distance de sorte que les portées définies à 0 dB ou -20 dB ne sont pas très différentes.

4.2.2) Influence des différents paramètres

Les valeurs numériques utilisées pour calculer le CNR sont celles données dans la première partie de ce chapitre. Le coefficient de rétrodiffusion et la transmission de l'atmosphère sont considérés constants le long du chemin du faisceau laser. Les tracés qui suivent sont réalisés pour différentes valeurs de l'un des paramètres, les autres gardant les valeurs notées ci-dessus.

Les Figure 31 (a) à (f) représentent les profils du CNR pour différentes valeurs d'un paramètre différent à chaque figure. Sur la Figure 31 (a), le CNR est tracé pour quatre valeurs de l'énergie du laser E_0 : 0,1, 1, 10 et 100 mJ. La différence entre quatre rendements quantiques η_d : 0,1, 0,3, 0,6 et 0,9 est montrée sur la Figure 31 (b). Sur la Figure 31 (c), la différence entre quatre bandes passantes B : 25, 50, 75 et 100 MHz est visible. La Figure 31 (d) représente le profil du CNR pour trois rayons du télescope r : 10, 15 et 20 cm. La Figure 31 (e) illustre le profil du CNR pour quatre longueurs d'onde λ différentes : 4, 6, 8 et 10 μm . Les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion utilisés sont ceux du brouillard le plus épais recalculés pour chaque longueur d'onde ce qui donne :

- Pour $\lambda = 4 \mu\text{m}$: $\beta = 5,02 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ et $\alpha = 2,05 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$,
- Pour $\lambda = 6 \mu\text{m}$: $\beta = 1,60 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ et $\alpha = 1,91 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$,
- Pour $\lambda = 8 \mu\text{m}$: $\beta = 4,69 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ et $\alpha = 2,02 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$,
- Pour $\lambda = 10 \mu\text{m}$: $\beta = 1,44 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ et $\alpha = 1,74 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$.

La Figure 31 (f) représente le profil du CNR pour quatre distributions de taille des gouttelettes. Chacune de ces distributions a des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion,

⁸ Fluctuation rapide et à petites échelles de l'indice de réfraction de l'atmosphère

⁹ Répartition verticale de la température, ici dans l'atmosphère

et un contenu en eau liquide différents. Les distributions sont triées et numérotées, de celle ayant le plus petit contenu en eau liquide à celle ayant le plus grand. Les distributions sélectionnées ainsi que leurs paramètres à une longueur d'onde de $10,5 \mu\text{m}$ sont :

- Distribution n°1 : $\beta = 3,09.10^{-8} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 5,90.10^{-6} \text{ m}^{-1}$ et $W = 6,89.10^{-5} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°6 : $\beta = 3,00.10^{-7} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 1,37.10^{-4} \text{ m}^{-1}$ et $W = 1,17.10^{-3} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°10 : $\beta = 2,50.10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 3,18.10^{-3} \text{ m}^{-1}$ et $W = 2,64.10^{-2} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°20 : $\beta = 9,20.10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 1,54.10^{-2} \text{ m}^{-1}$ et $W = 1,26.10^{-1} \text{ g.m}^{-1}$

Comme nous pouvions nous y attendre (Figure 31 (a)), la portée du système est d'autant meilleure que l'énergie laser est grande. Pour le brouillard considéré, elle augmente de 65 m pour une énergie par impulsion multipliée par 10 (+ 10 dB sur le CNR).

Le rendement quantique joue également sur la portée, mais dans une mesure nettement moindre (Figure 31 (b)). Il faudra faire attention à ce que le lidar soit bien dimensionné pour que le rendement soit proche de l'optimal, mais ce n'est pas un paramètre sur lequel nous pourrions réellement jouer pour augmenter à loisir la portée. En pratique, un rendement hétérodyne à 10 % est déjà très bien.

La bande passante gagne à être affinée, mais nous pouvons voir que son impact (Figure 31 (c)) est assez limité. En pratique donc, la bande passante est un paramètre sur lequel nous ne jouerons pas beaucoup. Nous éviterons de la prendre inutilement grande, mais nous ne chercherons pas trop à l'optimiser.

D'après la Figure 31 (d), un télescope avec une grande lentille de sortie a une plus grande portée. Ce résultat est cohérent puisque plus le télescope est grand, plus il capte de signal. Mais nous verrons par la suite (chapitre 9) que la taille de la pupille de réception a une influence sur d'autres paramètres, comme le rendement hétérodyne, et qu'en pratique, pour un système lidar à courte portée, il n'est point besoin d'une grande pupille, une petite suffit.

La valeur des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion dépend de la longueur d'onde donc ce sont ces trois paramètres qui modifient la valeur du CNR, sur la Figure 31 (e). C'est la raison pour laquelle la longueur d'onde n'influe pas « linéairement » sur le CNR. En effet, pour les altitudes les plus basses, la longueur d'onde donnant le meilleur CNR est $4 \mu\text{m}$ suivit de $8 \mu\text{m}$, puis $10 \mu\text{m}$ et enfin $6 \mu\text{m}$. Cependant, la portée de l'instrument pour des longueurs d'onde de 4 et $10 \mu\text{m}$ est presque la même (408 m pour $\lambda = 4 \mu\text{m}$ et 406 m pour $\lambda = 10 \mu\text{m}$). Les deux autres longueurs d'onde donnent des portées plus faibles.

Comme pour les longueurs d'onde, l'impact des granulométries sur le CNR n'est pas linéaire (Figure 31 (f)). Pour les trois premières distributions, la portée est plus de 600 m et pour le brouillard le plus dense (distribution n°20), elle est de 441 m.

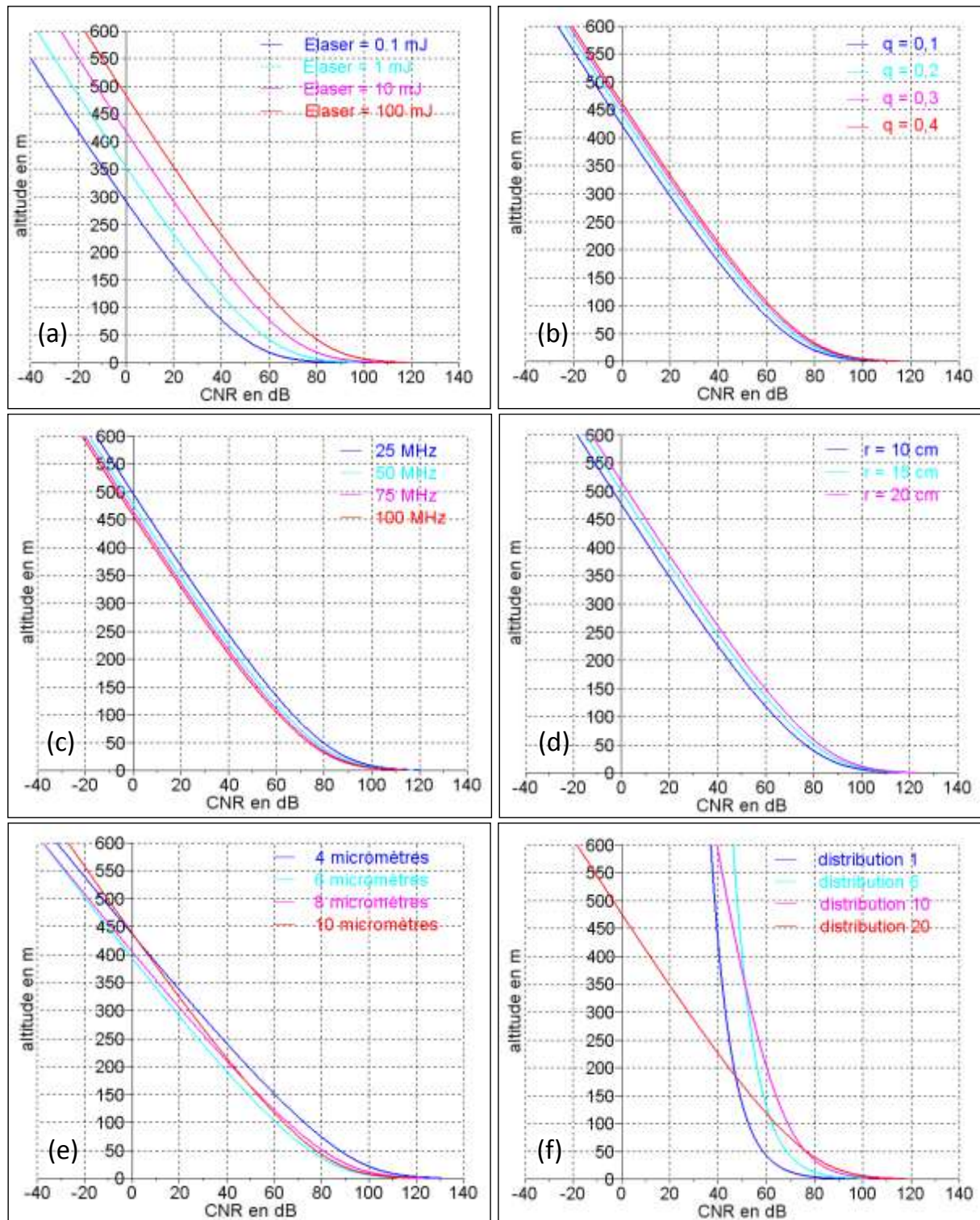


Figure 31 : Profil du CNR pour quatre énergies du laser : 0,1 mJ en bleu foncé, 1 mJ en bleu ciel, 10 mJ en rose et 100 mJ en rouge (a), pour quatre rendements quantiques : 0,1 en bleu foncé, 0,3 en bleu ciel, 0,6 en rose et 0,9 en rouge (b), pour quatre bandes passantes : 25 MHz en bleu foncé, 50 MHz en bleu ciel, 75 MHz en rose et 100 MHz en rouge (c), pour trois rayons du télescope : 10 cm en bleu foncé, 15 cm en bleu ciel et 20 cm en rose (d), pour quatre longueurs d'onde : 4 μm en bleu foncé, 6 μm en bleu ciel, 8 μm en rose et 10 μm en rouge (e) et pour quatre distributions de tailles : n°1 en bleu foncé, n°6 en bleu ciel, n°10 en rose et n°20 en rouge (f)

Pour résumer, il faudra faire attention à bien régler le lidar pour ne pas réduire trop le rendement hétérodyne, mais son dimensionnement portera essentiellement sur l'énergie des impulsions laser pour garantir une portée suffisante. Les autres paramètres (taille de la pupille

de réception, bande passante...) sont nettement moins critiques. La longueur d'onde doit être 10,6 μm pour que la relation linéaire entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide soit vérifiée. Cette longueur d'onde ne donne pas le meilleur CNR à basse altitude, mais a la meilleure portée. Or la portée est le paramètre qui importe le plus. En effet même si le CNR obtenu n'est pas le plus élevé il est suffisant pour la mesure. Une portée entre 450 et 500 m doit a priori pouvoir être atteinte, ce qui devrait permettre d'atteindre le sommet de la couche de brouillard.

Cette étude du CNR a été réalisée sous l'hypothèse que la puissance de l'oscillateur local domine la puissance du signal rétrodiffusé de sorte que le bruit de grenaille peut être limité à celui de l'oscillateur local. Or cette hypothèse doit être considérée avec prudence lorsque, comme c'est le cas ici, nous nous intéressons à des mesures à courte portée, en plus dans un milieu fortement diffusant, car la puissance du signal rétrodiffusé est alors elle-même très élevée.

Afin de s'assurer de la validité de cette hypothèse, l'expression du CNR sans celle-ci est calculée. Puis une analyse de la portée obtenue dans ce cas est effectuée avant de déterminer les conditions pour lesquelles l'hypothèse est exacte.

4.2.3) Impact de l'hypothèse simplificatrice

En remplaçant dans l'équation 40, les expressions de la puissance instantanée hétérodyne (équation 41) et la puissance instantanée du bruit de grenaille (équation 42), celle du CNR devient :

$$CNR = \frac{\varepsilon_0 c \eta \iint_{S_D} \eta_d(r_d) \eta_d(r_d') e_r(r_d, z_d) e_r^*(r_d', z_d) e_{OL}^*(r_d, z_d) e_{OL}(r_d', z_d) dr_d dr_d'}{2h\nu B \left(\int_{S_D} \eta_d(r_d) |e_r(r_d, z_d)|^2 dr_d + \int_{S_D} \eta_d(r_d) |e_{OL}(r_d, z_d)|^2 dr_d \right)}$$

En insérant l'expression du rendement hétérodyne (équation 43) dans celle du CNR, cela donne :

$$CNR = \frac{\varepsilon_0 c \eta_d \gamma \int_{S_D} \overline{|e_r(r_d, z_d)|^2} dr_d \int_{S_D} |e_{OL}(r_d, z_d)|^2 dr_d}{2h\nu B \left(\int_{S_D} |e_r(r_d, z_d)|^2 dr_d + \int_{S_D} |e_{OL}(r_d, z_d)|^2 dr_d \right)}$$

Les expressions de la puissance rétrodiffusée P_r et de celle de l'oscillateur local P_{OL} sont :

$$P_r = \varepsilon_0 c \int_{S_D} \overline{|e_r(r_d, z_d)|^2} dr_d$$

$$P_{OL} = \varepsilon_0 c \int_{S_D} |e_{OL}(r_d, z_d)|^2 dr_d$$

En identifiant dans l'expression du CNR :

$$CNR = \frac{\eta_d \gamma P_r P_{OL}}{2h\nu B (P_r + P_{OL})} = \frac{\eta_d \gamma}{2h\nu B} P_r \times \frac{1}{\left(1 + \frac{P_{OL}}{P_r}\right)} \quad 47$$

L'équation 45, qui exprime la puissance rétrodiffusée intégrée sur la surface du récepteur, est introduite dans celle du CNR qui devient :

$$CNR = \frac{\eta_d \gamma}{4hB} K_{opt} E_0 A \lambda \frac{\beta T^2(z)}{z^2} \times V(P_{OL}, P_r) \quad 48$$

où $V(P_{OL}, P_r) = \frac{1}{\left(1 + \frac{P_r}{P_{OL}}\right)}$ est le facteur du rapport de puissance P_r/P_{OL} .

L'influence du facteur de puissance est maintenant étudiée. Puis les conditions permettant de se placer sous l'hypothèse que la puissance de l'oscillateur local domine la puissance rétrodiffusée sont déterminées.

4.2.3.1) Influence d'un rapport de puissance non nul

Le CNR est calculé puis ses variations en fonction du rapport de puissance sont étudiées. Les valeurs des paramètres utilisées sont celles données dans la première partie de ce chapitre. La Figure 32 montre le profil du CNR réalisé pour quatre rapports de puissance, à savoir 0, 1, 2 et 3.

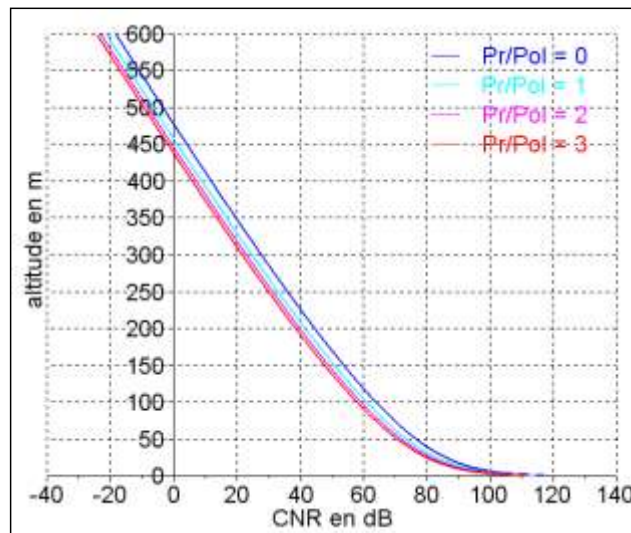


Figure 32 : Profil du CNR pour quatre rapports de puissance : 0, 1, 2 et 3

Comme il fallait s'y attendre, plus le rapport de puissance est grand et plus la portée est faible. Par exemple, la portée passe de 441 m à 421 m pour un rapport de puissance de 0 à 1, puis à 410 m pour un rapport de 2 et à 402 m pour un rapport de 3. Cependant, plus le rapport de puissance est élevé, moins son augmentation aura d'impact sur la portée. En effet, entre un rapport de 0 et de 1, la portée diminue de 20 m alors qu'entre un rapport de 2 et de 3, elle diminue de 8 m.

4.2.3.2) Condition pour avoir un rapport de puissance négligeable

A priori, nous pouvons toujours augmenter la puissance de l'oscillateur local pour que celle-ci domine la puissance rétrodiffusée. Il existe en fait une limite liée au rendement quantique du détecteur qui diminue lorsque la puissance lumineuse qui l'éclaire devient trop forte.

Il faut évaluer la puissance rétrodiffusée dans le but de définir la puissance de l'oscillateur local nécessaire pour pouvoir se placer sous l'hypothèse d'un rapport de puissance négligeable. Lors du choix de photodétecteur, il faudra vérifier l'influence d'une telle puissance sur le rendement quantique du détecteur. Un compromis sur la puissance de l'oscillateur local sera peut-être nécessaire pour avoir le rapport de puissance le plus petit possible tout en ayant un rendement quantique du détecteur correct.

L'expression de la puissance rétrodiffusée est rappelée ici :

$$P_r = K_{opt} E_0 \frac{Ac}{2z^2} \beta \exp(-2\alpha z)$$

La valeur de la puissance rétrodiffusée obtenue est de $9,56 \cdot 10^{-6}$ W à une altitude de 100 m pour la distribution n°10 et elle décroît lorsque l'altitude augmente. Donc une puissance de 1 mW serait suffisante pour se placer dans l'hypothèse d'un rapport de puissance négligeable.

4.2.4) Récapitulatif

Les caractéristiques instrumentales, à savoir la puissance et la longueur d'onde du laser, la bande passante, le rayon du télescope de réception et le rendement quantique ont toutes un impact sur le CNR et donc sur la portée de l'instrument. Une puissance du laser élevée et un grand rayon de télescope sont a priori plus favorables, et la bande passante a intérêt à être réduite au maximum. Les études montrent cependant que c'est sur la puissance laser qu'il convient de jouer en priorité pour atteindre les portées de quelques centaines de mètres que notre application requiert ; les autres paramètres ayant beaucoup moins d'influence. Quant à la longueur d'onde $\lambda = 10 \mu\text{m}$ offre une meilleure portée même si le CNR à basse altitude n'est pas le meilleur. Les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion influencent fortement la portée de l'instrument. Par conséquent, il est plus judicieux d'utiliser les paramètres de la distribution n°20 pour étudier les performances de l'instrument. En effet, cette distribution limite le plus le lidar, elle permet donc une analyse des performances limites de l'instrument.

Lorsque le bruit de grenaille de l'oscillateur local n'est pas considéré prédominant, un rapport de puissance apparaît dans l'équation du CNR. Plus ce rapport est élevé, moins la portée est importante. Pour se placer sous l'hypothèse de domination du bruit de grenaille de l'oscillateur local, la puissance de l'oscillateur local nécessaire n'est pas très grande (1 mW). Pour le détecteur utilisé dans cette étude, cette puissance ne posera pas de problème puisqu'elle est inférieure à la limite imposée de 7 mW. Cependant lors du choix du détecteur, il faudra s'assurer que l'énergie ainsi reçue par le détecteur ne soit pas trop nuisible à son rendement quantique et donc à son efficacité.

4.3) Signal to Noise Ratio

Le Signal to Noise Ratio (SNR) est le rapport de la puissance moyenne du signal sur l'écart-type de cette puissance [73].

$$SNR = \frac{\langle P \rangle}{\sigma_P} \quad 49$$

4.3.1) Expression du SNR

Le signal total reçu par le télescope est la somme du signal hétérodyne et d'un bruit statistiquement indépendants :

$$\langle P_t \rangle = |s_h + n|^2 = \langle P_s \rangle + \langle P_n \rangle$$

avec :

- s_h : le signal hétérodyne,
- n : le bruit,
- P_t : la puissance totale reçue par le télescope,
- P_s : la puissance du signal hétérodyne,
- P_n : la puissance du bruit.

Pour calculer le SNR, il faut donc calculer la variance de la puissance de signal et sa moyenne. Sa moyenne est $\langle P_s \rangle = P_s$. L'expression de sa variance est :

$$\sigma_P^2 = \langle P_s^2 \rangle - \langle P_s \rangle^2 \quad 50$$

La moyenne de la puissance du signal vient d'être exprimée, le second terme de l'équation 50 est donc connu. Le premier terme est maintenant calculé.

$$\langle P_t^2 \rangle = \langle (P_s + P_n)^2 \rangle = \langle P_s^2 \rangle + 2\langle P_s \rangle \langle P_n \rangle + \langle P_n^2 \rangle \quad 51$$

La moyenne de la puissance totale au carré peut s'écrire :

$$\langle P_t^2 \rangle = \langle P_s \rangle^2 + 2\langle P_s \rangle \langle P_n \rangle + \langle P_n^2 \rangle + \frac{\langle P_s \rangle^2}{m_t} + \frac{2\langle P_s \rangle \langle P_n \rangle}{M} + \frac{\langle P_n^2 \rangle}{M}$$

avec :

- M : le nombre d'échantillons sur la porte de mesure,
- m_t : le nombre de tavelures (speckles en anglais).

En prenant en compte l'expression de la moyenne de la puissance et celle de la moyenne de la puissance totale au carré, la puissance du signal au carré obtenue est :

$$\langle P_s^2 \rangle = \langle P_s \rangle^2 + \frac{\langle P_s \rangle^2}{m_t} + \frac{2\langle P_s \rangle \langle P_n \rangle}{M} + \frac{\langle P_n^2 \rangle}{M}$$

Ainsi, la variance de la puissance vaut :

$$\sigma_P^2 = \frac{\langle P_s \rangle^2}{m_t} + \frac{2\langle P_s \rangle \langle P_n \rangle}{M} + \frac{\langle P_n^2 \rangle}{M}$$

Le CNR correspond à la puissance du signal sur la puissance du bruit :

$$CNR = \frac{\langle P_s \rangle}{\langle P_n \rangle}$$

donc l'expression du SNR en fonction du CNR est :

$$SNR^2 = \frac{CNR/2}{\frac{1}{M} + \frac{CNR}{2m_t} + \frac{1}{2M \cdot CNR}}$$

Afin d'obtenir de meilleurs résultats, le signal rétrodiffusé sera cumulé sur un nombre N_T de tirs lidars et moyenné. Dans ce cas, l'expression du SNR devient :

$$N_T \times SNR^2 = \frac{N_T/2}{1/(M \times CNR) + 1/(2m_t) + 1/(2M \times CNR^2)} \quad 52$$

4.3.2) Influence des différents paramètres

Les valeurs des paramètres utilisées lors de l'étude analytique du SNR sont celles données dans la première partie de ce chapitre. Le SNR est tracé en fonction de l'altitude, en faisant varier plusieurs paramètres, à savoir le nombre d'échantillons sur la porte de mesure M , la longueur d'onde λ , les distributions de taille (c'est-à-dire les coefficients d'extinction α et de rétrodiffusion β), le nombre de tirs lidar cumulés N_T et le nombre de tavelures temporelles m_t . Un tracé du SNR en fonction du nombre de tirs cumulés N_T pour plusieurs altitudes ainsi qu'un tracé en fonction du CNR pour plusieurs nombres de tirs cumulés N_T ont également été réalisés.

La mesure que nécessite mon application est basée sur une estimation du gradient de la puissance du signal. Par conséquent, l'estimation de la puissance doit être précise et le SNR élevé. La valeur exacte doit être autour de 20 dB au moins pour estimer la puissance avec une précision de 10 %.

Les Figure 33 de (a) à (e) illustrent le profil du SNR pour cinq paramètres : le nombre d'échantillons sur la porte de mesure M , le nombre de tavelures m_t , le nombre de tirs cumulés N_T , les distributions et la longueur d'onde λ . La Figure 33 (a) représente le profil du SNR pour trois nombres d'échantillons sur la porte de mesure M : 1, 2 et 3. La Figure 33 (b) montre ce même profil pour trois nombres de tavelures temporelles m_t . Le profil du SNR pour trois valeurs du nombre de tirs cumulés N_T : 5 000, 50 000 et 500 000 est tracé sur la Figure 33 (c) alors que sur la Figure 33 (d) est présenté ce profil pour quatre distributions de taille. Parmi ces distributions, il y a celle qui limite le plus l'instrument (20) et celle qui le limite le moins (1), les paramètres de ces distributions sont donnés dans la partie 8.2.2. La Figure 33 (e) représente ce profil pour quatre longueurs d'onde λ : 4, 6, 8 et 10 μm , et les valeurs des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion correspondantes qui sont également données dans la partie 8.2.2.

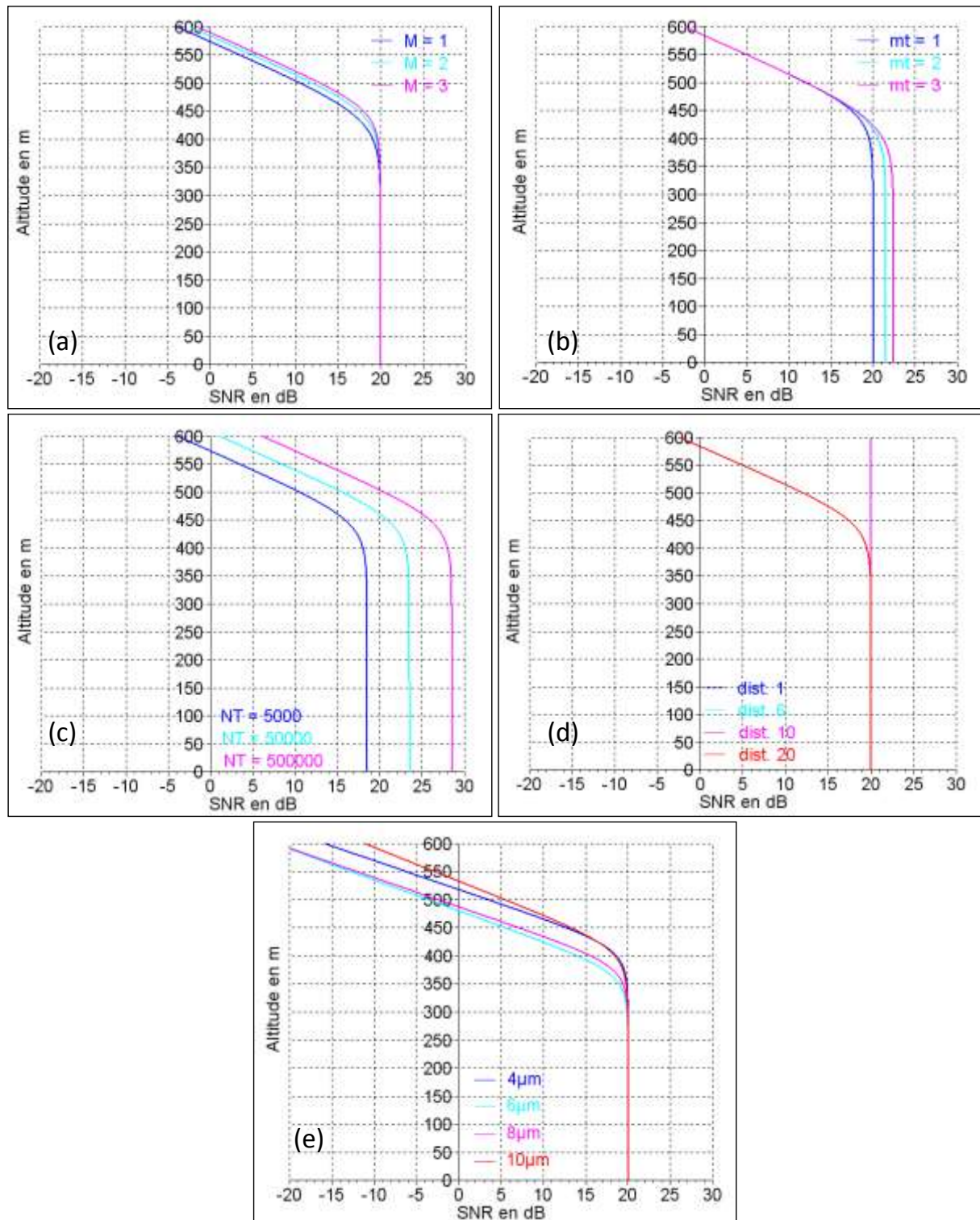


Figure 33 : Profil du SNR pour trois échantillons sur la porte de mesure M : 1 en bleu foncé, 2 en bleu ciel et 3 en rose (a), pour trois nombres de tavelures m_t : 1 en bleu foncé, 2 en bleu ciel et 3 en rose (b), pour trois valeurs du nombre de tirs cumulés N_T : 5 000 en bleu foncé, 50 000 en bleu ciel et 500 000 en rose (c), pour quatre distributions : n^1 en bleu foncé, n^6 en bleu ciel, n^{10} en rose et n^{20} en rouge (d) et pour quatre longueurs d'onde : $4\mu m$ en bleu foncé, $6\mu m$ en bleu ciel, $8\mu m$ en rose et $10\mu m$ en rouge (e)

L'ensemble des figures montre que le SNR est indépendant de l'altitude jusqu'à une certaine valeur. Nous sommes alors dans un régime où les fluctuations de puissance du signal hétérodyne sont dominées par le phénomène de chatoiement, le SNR vaut $(m_T N_T)^{1/2}$. Dans le

cas étudié, $m_T = 1$ et $N_T = 10\,000$, ce qui donne bien $SNR = 20$ dB. Au-delà, les fluctuations aléatoires de puissance de bruit commencent à se faire sentir. Lorsqu'elles finissent par dominer, nous avons $SNR \approx (M N_T CNR)^{1/2}$, et en pratique, pour le brouillard étudié, une diminution du SNR rapide d'environ 1,5 dB tous les 10 m.

Si je définis la distance maximale à laquelle le SNR est quasi constant, par la distance à laquelle il est inférieur de 0,5 dB à sa valeur à 10 m, nous voyons que celle-ci dépend légèrement du nombre d'échantillons M et vaut 382 m pour $M = 1$, 400 m pour $M = 2$ et 410 m pour $M = 3$ (Figure 33 (a)).

La Figure 33 (c) montre que le SNR est indépendant de l'altitude jusqu'à 394 m, quel que soit le nombre de tirs cumulés. Et quelle que soit l'altitude, plus le nombre de tirs cumulés est grand, plus le SNR est grand. Effectivement, multiplier par 10 le nombre de tirs cumulés augmente de 5 dB le SNR.

Sur la Figure 33 (d), seule la distribution de taille correspondant au brouillard le plus dense (distribution n°20) semble avoir une influence sur le SNR dans les 600 premiers mètres. Pour les autres distributions, l'effet de chatoiement domine le bruit de mesure au moins jusqu'à cette distance.

Tous comme la distribution de taille et le nombre d'échantillons sur la porte de mesure, la longueur d'onde influence le SNR au-delà d'une certaine altitude. Cette altitude est de 363 m pour $4\,\mu\text{m}$, de 318 m pour $6\,\mu\text{m}$, de 332 m pour $8\,\mu\text{m}$, et de 354 pour $10\,\mu\text{m}$. La longueur d'onde $10\,\mu\text{m}$ est celle pour laquelle le SNR devient nul (en dB) le plus loin.

La Figure 34 représente les variations du SNR en fonction du nombre de tirs cumulés à quatre altitudes : 100, 300, 400 et 500 m.

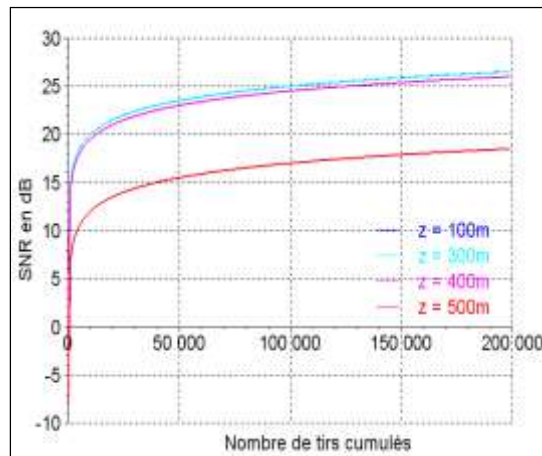


Figure 34 : Variation du SNR en fonction du nombre de tirs cumulés à quatre altitudes : 100 m en bleu foncé, 300 m en bleu ciel, 400 m en rose et 500 m en rouge.

Plus le signal rétrodiffusé provient d'une altitude élevée, plus le SNR est bas. Cela semble logique puisque le lidar capte moins de signal en provenance des altitudes les plus élevées. Si la différence est faible entre 100 et 300 m (0,03 dB), et entre 300 et 400 m (0,88 dB), ce n'est plus le cas entre 400 et 500 m (8,57 dB). L'ensemble des courbes est de la même forme. Elles augmentent rapidement jusqu'à 10 000 tirs cumulés puis leur croissance devient moins rapide.

En effet, le SNR augmente de 20 dB sur les 10 000 premiers tirs alors que son augmentation pour les 10 000 suivants n'est que de 1,5 dB.

La Figure 35 représente la variation du SNR en fonction du CNR pour 5 000, 50 000 et 500 000 tirs.

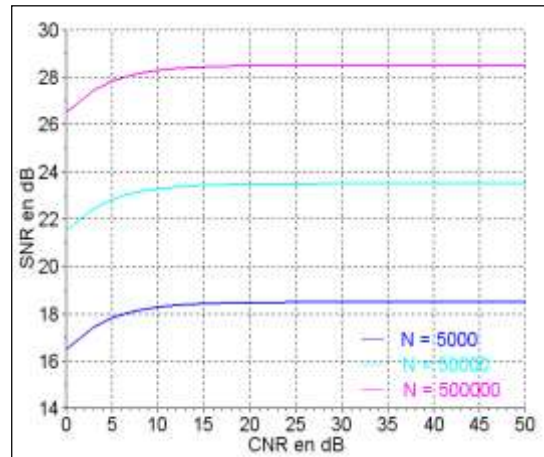


Figure 35 : Variation du SNR en fonction du CNR pour plusieurs nombres de tirs cumulés : 5 000 en bleu foncé, 50 000 en bleu ciel et 500 000 en rose

Lorsque le CNR augmente, le SNR augmente également. Cependant pour un CNR supérieur à 10 dB, le gain pour le SNR devient négligeable, entre 0 et 10 dB, le gain sur le SNR est de 2,6 dB alors qu'entre 10 et 20 dB il est de 0,37 dB.

4.3.3) Analyse des résultats

Le nombre d'échantillons sur la porte de mesure ainsi que la distribution de taille et la longueur d'onde n'influencent le SNR que lorsque les fluctuations aléatoires de puissance de bruit dominant. Au contraire le nombre de tavelures a un impact sur le SNR quand nous sommes dans un régime dominé par le chatolement. Le nombre de tirs cumulés affecte, quant à lui, le SNR quel que soit le régime.

Puisque notre mesure nécessite une estimation précise de la puissance et par conséquent un SNR élevé, il est plus judicieux de réaliser les mesures avec un système fonctionnant dans un régime où les fluctuations de puissance du signal hétérodyne sont dominées par le chatolement. Dans ce cas, seuls le nombre de tavelures et le nombre de tirs cumulés permettent de modifier la valeur du SNR. De plus, il serait plus efficace de rester dans ce régime sur la plage la plus grande possible. Pour connaître les conditions permettant de rester dans ce régime, nous reprenons l'expression du SNR (équation 52) et nous la réécrivons :

$$N_T \cdot \text{SNR}^2 = \frac{M \cdot N_T}{\frac{M}{m_i} + \frac{2}{\text{CNR}} + \frac{1}{\text{CNR}^2}}$$

D'après cette équation, pour rester dans le régime dominé par le chatolement, il faut que le premier terme du dénominateur soit supérieur aux autres termes, c'est-à-dire :

$$\frac{M}{m_t} \gg \frac{2}{CNR} + \frac{1}{CNR^2}$$

Par conséquent, pour rester le plus longtemps possible dans le régime souhaité, il faut maximiser le rapport M / m_t , que nous pouvons également écrire :

$$\frac{T_m \cdot B}{m_t}$$

avec T_m , la durée de la mesure. Nous avons donc trois options pour maximiser ce rapport, à savoir :

- prendre une grande bande passante,
- effectuer la mesure sur une longue durée,
- diminuer le nombre de tavelures.

La première option, (prendre une grande bande passante) est une « fausse option », car le CNR dépend également de ce paramètre (voir équation 46). Donc, si la bande passante est multipliée par 2 par exemple, les rapports M / m_t et $2 / CNR$ sont également multiplié par 2, mais $1 / CNR^2$ est multiplié par 4. L'augmentation de la bande passante n'a donc pas l'effet escompté et a même un effet inverse, à savoir diminuer la zone sur laquelle nous sommes dans le régime dominé par le chatoiement. Nous avons donc tout intérêt à la prendre la plus petite possible, c'est-à-dire de l'ordre de l'inverse de la durée de l'impulsion.

La deuxième option est de prendre une durée de mesure longue, or ce paramètre est limité par la résolution spatiale demandée, par conséquent :

$$T_m = \frac{2\Delta r}{c}$$

avec Δr , la résolution spatiale demandée.

La troisième et dernière option est la diminution du nombre de tavelures, or au minimum ce nombre vaut 1. Cela implique que la durée de l'impulsion laser est égale à la durée de la mesure.

Pour résumer, pour augmenter la zone de mesure dans laquelle le phénomène de chatoiement prédomine l'expression du SNR, il faut que :

$$T_m = \tau_{imp} = \frac{1}{B} = \frac{2\Delta r}{c}$$

4.4) Conclusion

Nous savons que la portée du lidar peut être déterminée par le CNR et que sa précision est donnée par le SNR. Les études menées ci-dessus ont montré sur quels paramètres nous pouvons jouer pour augmenter la portée et la précision de l'instrument.

La portée dépend essentiellement de la puissance du laser, l'augmentation de ce paramètre améliore la portée. De plus, la meilleure portée est obtenue avec une longueur d'onde de 10 μm .

Malgré le fait que nous travaillons à faible altitude dans un milieu hautement diffusant, la puissance de l'oscillateur local nécessaire pour se placer sous l'hypothèse que le bruit de

l'oscillateur local est prédominant, est relativement faible (ici elle était de 1 mW). Il sera tout de même nécessaire de s'assurer qu'elle ne dégradera pas trop le rendement quantique du détecteur lors de la sélection de ce dernier.

Le SNR a deux régimes de fonctionnement, sous le premier il est dominé par le chatoiement et sous le second, les fluctuations aléatoires de la puissance de bruit sont présentes. Pour avoir une meilleure précision de mesure, il faut se placer sous le premier régime de fonctionnement. Pour cela, il est judicieux de prendre une durée d'impulsion égale à la durée de la mesure. Cette dernière doit être la plus petite permettant de répondre aux exigences de résolution. De même, nous avons tout intérêt à prendre une bande passante qui correspond à l'inverse de la durée d'impulsion. Cette condition n'est pas sine qua non, en effet si le CNR est suffisant pour détecter le bruit de détection lors du traitement numérique, il sera possible de réduire ce bruit grâce à un filtrage approprié. De plus, la précision de l'instrument sera grandement améliorée par l'accumulation d'un grand nombre de tirs.

Chapitre 5.

Rendement hétérodyne

Dans la plupart des lidars hétérodynes existants, les axes d'émission et de réception sont confondus. Pour les systèmes à longue portée, le faisceau émis est focalisé à l'infini. Mais lorsque le lidar ne fonctionne qu'à courte portée - cas des lidars Doppler actuellement commercialisés pour les besoins de l'industrie de l'énergie éolienne par exemple dont la portée classique est limitée à 250 m ou 300 m - il est intéressant de focaliser le faisceau à courte distance. Le rendement hétérodyne atteint alors sa valeur optimale à peu près à cette distance. Dans cette thèse, nous avons aussi voulu examiner la possibilité de recourir à une architecture bistatique avec des axes d'émission et de réception éventuellement désaxés, ceci afin de voir si une telle architecture serait capable de fonctionner à très courte portée (première porte de mesure à moins de 30 m). C'est pourquoi j'ai développé une approximation analytique du rendement hétérodyne basée sur le modèle Gaussien de Frehlich et Kavaya [71] en ajoutant une extension permettant de prendre en compte le facteur de désalignement.

5.1) Calcul du rendement hétérodyne

D'après Frehlich et Kavaya [71], le rendement hétérodyne est la partie de la puissance de détection directe convertie en puissance de détection hétérodyne. Dans le plan de la cible, ce rendement s'écrit :

$$\gamma(R_{cible}, t) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \left\langle j_T(\vec{p}, R_{cible}, t - R_{cible}/c) j_{BPLO}(\vec{p}, R_{cible}) \right\rangle d\vec{p}}{\int_{-\infty}^{+\infty} \left\langle j_T(\vec{p}, R_{cible}, t - R_{cible}/c) j_R(\vec{p}, R_{cible}) \right\rangle d\vec{p}} \quad 53$$

avec :

- j_T : le rayonnement du champ moyen normalisé du transmetteur,
- j_{BPLO} : le rayonnement du champ moyen normalisé de l'oscillateur local rétropropagé,
- j_R : le rayonnement du champ moyen normalisé du récepteur incohérent,
- R_{cible} : l'altitude de la cible,
- \vec{p} : les coordonnées transverses (vecteur 2D indiquant une position dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation du laser – voir Figure 36).

Les rayonnements des champs moyens normalisés pour le transmetteur, l'oscillateur local rétropropagé et le récepteur incohérent sont tout d'abord calculés. Puis les changements de systèmes de coordonnées nécessaires sont réalisés. Enfin, le rendement hétérodyne est exprimé. L'ensemble des calculs est effectué en considérant la turbulence d'indice nulle¹⁰.

5.1.1) Champ moyen normalisé du transmetteur

Le rayonnement du champ moyen normalisé du transmetteur dans le plan de la cible correspond au carré de la valeur absolue du champ normalisé transmis e_T dans le plan de la cible [71].

$$j_T(\vec{p}, R_T) = |e_T(\vec{p}, R_T)|^2 \quad 54$$

avec : R_T , la distance du télescope de transmission à la cible.

Or le seul champ connu est le champ du laser. Il faut donc le relier au champ normalisé transmis dans le plan de la cible. Le champ laser e_L considéré est gaussien et non tronqué. Son expression est :

$$e_L(\vec{u}, 0^-) = \frac{1}{\sigma_L \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\vec{u}^2}{2\sigma_L^2} - \frac{ik\vec{u}^2}{2F_L}\right) \quad 55$$

avec :

- σ_L : le rayon en 1/e du champ gaussien du laser,
- F_L : la distance focale du laser,
- \vec{u} : la coordonnée transverse dans le plan du télescope de transmission.

Afin de décrire son interaction avec les optiques du télescope de transmission, la fonction de transfert W_T de ces dernières est supposée gaussienne et non tronquée, soit :

$$W_T(\vec{u}) = \exp\left(-\frac{\vec{u}^2}{2\sigma_T^2} - \frac{ik\vec{u}^2}{2F_T}\right) \quad 56$$

avec :

- σ_T : le rayon en 1/e du champ gaussien de la lentille de transmission,
- F_T : la distance focale de la lentille de transmission.

Après le télescope de transmission, le champ normalisé transmis s'écrit :

$$e_T(\vec{u}, 0^+) = e_L(\vec{u}, 0^-) W_T(\vec{u}) \quad 57$$

En remplaçant les équations 55 et 56 dans l'expression 57, cela donne :

$$e_T(\vec{u}, 0^+) = \frac{1}{\sigma_L \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\vec{u}^2}{2\sigma_{TE}^2} - \frac{ik\vec{u}^2}{2F_{TE}}\right) \quad 58$$

¹⁰ La validité de cette hypothèse n'a pas été testée. Néanmoins, notre lidar opérant à courte portée, qui plus est dans un environnement stable, nous ne nous attendons pas à ce que la turbulence d'indice ait un impact sensible sur le rendement de la détection hétérodyne.

où : $\frac{1}{\sigma_{TE}^2} = \frac{1}{\sigma_L^2} + \frac{1}{\sigma_T^2}$ et $\frac{1}{F_{TE}} = \frac{1}{F_L} + \frac{1}{F_T}$

avec :

- σ_{TE} : le rayon en 1/e du champ gaussien du transmetteur effectif,
- F_{TE} : la distance focale de la lentille du transmetteur effectif.

La propagation du champ dans l'atmosphère se calcule mathématiquement à l'aide de la fonction de Green, G_R . Ici, elle permet de calculer le champ normalisé transmis écrit dans le plan de la cible en fonction de celui écrit dans le plan du télescope de transmission.

$$e_T(\vec{p}, R_T) = \int_{-\infty}^{+\infty} e_T(\vec{u}, 0^+) G_R(\vec{p}, \vec{u}, R_T) d\vec{u} \quad 59$$

En utilisant l'expression 59 dans l'équation 54, le rayonnement du champ moyen normalisé du transmetteur devient :

$$j_T(\vec{p}, R_T) = \int_{-\infty}^{+\infty} e_T(\vec{u}_1, 0^+) G_R(\vec{p}, \vec{u}_1, R_T) d\vec{u}_1 \int_{-\infty}^{+\infty} e_T^*(\vec{u}_2, 0^+) G_R^*(\vec{p}, \vec{u}_2, R_T) d\vec{u}_2 \quad 60$$

L'expression de la fonction de Green en espace libre est rappelée ci-dessous :

$$G_R(\vec{p}, \vec{u}_1, R_T) = \frac{k}{2i\pi R_T} \exp\left[\frac{ik}{2R_T} (\vec{p} - \vec{u}_1)^2\right] \quad 61$$

En remplaçant le champ normalisé à la sortie du télescope de transmission (équation 58) et la fonction de Green (équation 61) dans l'expression du rayonnement des champs moyens normalisés pour le transmetteur (équation 60) et en calculant les deux intégrales, j_T devient :

$$j_T(\vec{p}, R_T) = \frac{\sigma_{TE}^2}{\pi \sigma_L^2 \sigma_{BT}^2(R_T)} \exp\left[-\frac{\vec{p}^2}{\sigma_{BT}^2(R_T)}\right] \quad 62$$

avec :

$$\sigma_{BT}^2(R_T) = \frac{R_T^2}{k^2 \sigma_{TE}^2} + \sigma_{TE}^2 \left(1 - \frac{R_T}{F_{TE}}\right)^2 \quad 63$$

avec σ_{BT} , le rayon en 1/e du champ gaussien transmis.

Le formalisme de l'oscillateur local rétropropagé est explicité et le champ moyen normalisé de l'oscillateur local rétropropagé est exprimé.

5.1.2) Champ moyen normalisé de l'oscillateur local rétropropagé

L'intérêt du formalisme de l'oscillateur local rétropropagé est de rendre l'écriture du rendement hétérodyne plus claire. Il est alors calculé dans le plan de la cible. Un champ fictif issu de l'oscillateur local au niveau du détecteur est propagé vers la cible à travers le télescope de réception. Ce champ se superpose à celui émis par le laser et le rendement hétérodyne est alors fonction de la taille des faisceaux (il faut qu'elles soient aussi petites que possible) et de la qualité de leur superposition. L'étude peut se faire dans n'importe quel plan de la propagation. Les plans et notations utilisés sont illustrés sur la Figure 36 [74].

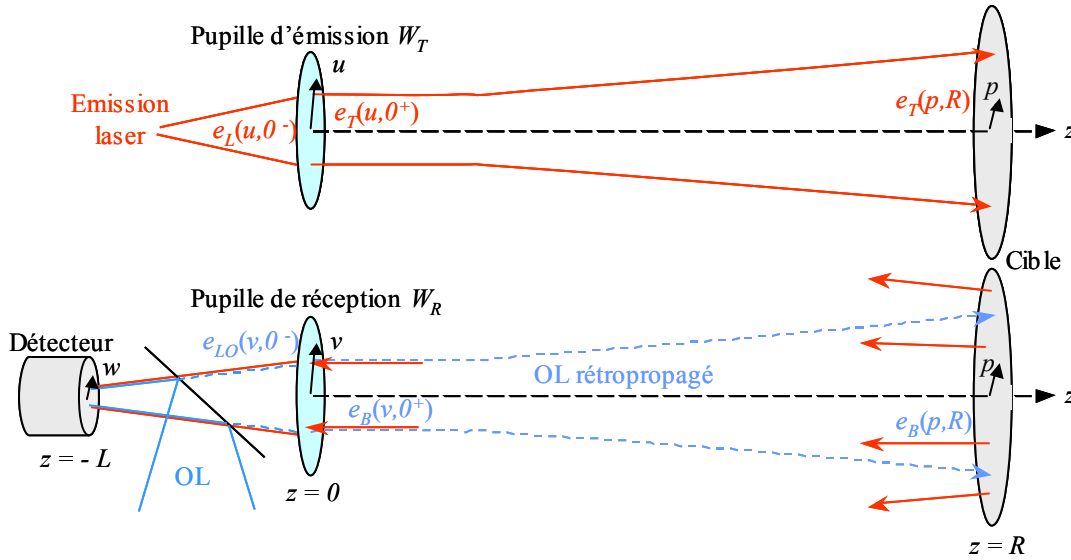


Figure 36 : Principe et notation du formalisme de l'oscillateur local rétropropagé

Les expressions du champ moyen normalisé de l'oscillateur local rétropropagé dans le plan de la cible j_B , du champ de l'oscillateur local e_{LO} et de la fonction de transfert W_R dans le cas gaussien non tronqué s'écrivent de façon similaire aux paramètres correspondants du transmetteur [71].

$$j_B(\vec{p}, R_R) = |e_B(\vec{p}, R_R)|^2 \quad 64$$

$$e_{LO}(\vec{v}, 0^-) = \frac{1}{\sigma_{LO} \sqrt{\pi}} \exp \left(-\frac{\vec{v}^2}{2\sigma_{LO}^2} - \frac{ik\vec{v}^2}{2F_{LO}} \right) \quad 65$$

$$W_R(\vec{v}) = \exp \left(-\frac{\vec{v}^2}{2\sigma_R^2} + \frac{ik\vec{v}^2}{2F_R} \right) \quad 66$$

avec :

- e_B : le champ normalisé de l'oscillateur local rétropropagé,
- R_R : la distance du télescope de réception à la cible,
- σ_{LO} : le rayon en 1/e du champ gaussien de l'oscillateur local,
- \vec{v} : les coordonnées transverses dans le plan du télescope de réception,
- F_{LO} : la distance focale de l'oscillateur local,
- σ_R : le rayon en 1/e du champ gaussien de la lentille de réception,
- F_R : la distance focale de la lentille de réception.

Comme pour le côté transmetteur, je prends le champ normalisé de l'oscillateur local rétropropagé après le télescope, de réception dans ce cas. Puis une fonction de Green permet de calculer la propagation du champ normalisé de l'oscillateur local rétropropagé écrit dans le plan de la cible en fonction de celui écrit dans le plan du télescope de réception. Après calcul, j'obtiens :

$$j_B(\vec{p}, R_R) = \frac{\sigma_{RE}^2}{\pi \sigma_{LO}^2 \sigma_{BR}^2(R_R)} \exp \left[-\frac{\vec{p}^2}{\sigma_{BR}^2(R_R)} \right] \quad 67$$

où :

$$\frac{1}{\sigma_{RE}^2} = \frac{1}{\sigma_{LO}^2} + \frac{1}{\sigma_R^2} \quad \text{et} \quad \frac{1}{F_{RE}} = \frac{1}{F_{Lo}} - \frac{1}{F_R}$$

$$\sigma_{BR}^2(R_R) = \frac{R_R^2}{k^2 \sigma_{RE}^2} + \sigma_{RE}^2 \left(1 - \frac{R_R}{F_{RE}} \right)^2 \quad 68$$

avec :

- σ_{RE} : le rayon en 1/e du champ gaussien du récepteur effectif,
- F_{RE} : la distance focale de la lentille du récepteur effectif,
- σ_{BR} : le rayon en 1/e du champ gaussien de l'oscillateur local rétropropagé.

Le champ moyen normalisé du récepteur incohérent est maintenant exprimé.

5.1.3) Champ moyen normalisé du récepteur incohérent

La turbulence est toujours considérée nulle, par conséquent j_R s'écrit [71] :

$$j_R(\vec{p}, R_R) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| W_R(\vec{v}) \right|^2 G_R(\vec{p}; \vec{v}, R_R) G_R^*(\vec{p}; \vec{v}, R_R) d\vec{v} \quad 69$$

En remplaçant, la fonction de transfert du télescope de réception et la fonction de Green dans l'expression du rayonnement des champs moyens normalisés pour le récepteur incohérent et en calculant l'intégrale, j_R devient :

$$j_R(\vec{p}, R_R) = \frac{k^2 \sigma_R^2}{4\pi R_R^2} \quad 70$$

Dans le cas d'un lidar bistatique, les rayonnements des champs moyens normalisés n'appartiennent pas tous au même système de coordonnées. En effet, j_T appartient au système de coordonnées du transmetteur alors que j_B et j_R appartiennent au système de coordonnées du récepteur. Afin de calculer le rendement hétérodyne, il faut donc replacer l'ensemble des paramètres dans le même système de coordonnées, celui de la cible.

5.1.4) Changement du système de coordonnées

Les rayonnements des champs moyens normalisés du transmetteur et de l'oscillateur local rétropropagé dépendent tous les deux de la position du point étudié dans le plan de la cible. Ces rayonnements peuvent donc s'écrire :

$$j_T(x_T, y_T, R_T) = \frac{\sigma_{TE}^2}{\pi \sigma_L^2 \sigma_{BT}^2(R_T)} \exp \left[-\frac{x_T^2 + y_T^2}{\sigma_{BT}^2(R_T)} \right]$$

$$j_B(x_R, y_R, R_R) = \frac{\sigma_{RE}^2}{\pi \sigma_{LO}^2 \sigma_{BR}^2(R_R)} \exp \left[-\frac{x_R^2 + y_R^2}{\sigma_{BR}^2(R_R)} \right]$$

Afin de se placer dans le même système de coordonnées, des opérations sur ces systèmes doivent être effectuées [75]. Pour visualiser cela, la Figure 37 représente les différents

systèmes de coordonnées. Sur cette figure les axes y ne sont pas représentés, car aucun déplacement n'a lieu sur cet axe, les paramètres représentés sont :

- en noir : le système de coordonnées du plan du transmetteur (x_T, y_T, z_T)
- en vert : le système de coordonnées du plan de la cible (x_P, y_P, z_P)
- en bleu : le système de coordonnées du plan du récepteur (x_R, y_R, z_R)
- D_{TR} : la distance entre le transmetteur et le récepteur
- θ_S : l'angle de visée du récepteur

Le système de coordonnées du plan du transmetteur peut se ramener à celui du plan de la cible par l'intermédiaire d'une translation. Les relations entre les axes (x_R, y_R, z_R) et (x_P, y_P, z_P) sont :

$$\begin{cases} x_R = x_P \\ y_R = y_P \\ z_R = z_P + R_R \end{cases}$$

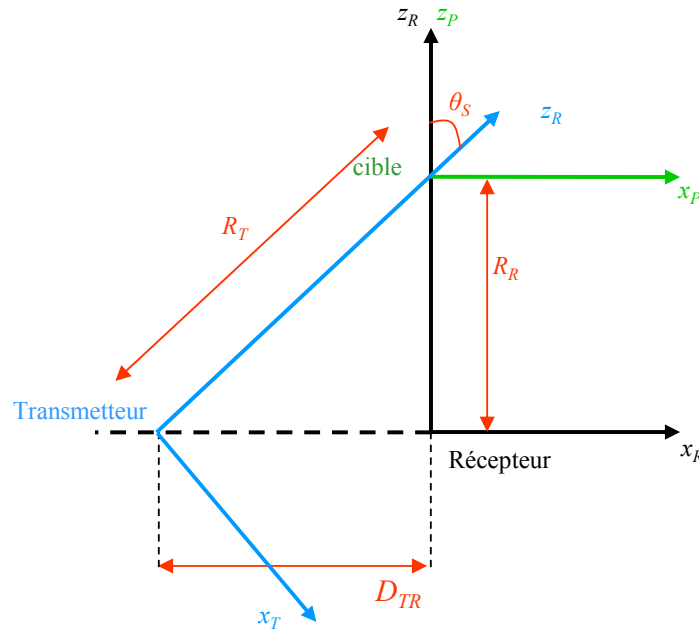


Figure 37 : Représentation des différents plans utilisés

Le système de coordonnées du plan du récepteur est converti en celui de la cible par l'intermédiaire d'une translation et d'une rotation. Les relations entre les axes (x_T, y_T, z_T) et (x_P, y_P, z_P) sont :

$$\begin{cases} x_T = (x_P + D_{TR})\cos(\theta_S) - R_R \sin(\theta_S) \\ y_T = y_P \\ z_T = (x_P + D_{TR})\sin(\theta_S) + R_R \cos(\theta_S) \end{cases}$$

Avec ce changement de système de coordonnées, les rayonnements des champs moyens normalisés du transmetteur et de l'oscillateur local rétropropagé s'écrivent :

$$j_B(x_P, y_P, z_P, R_T) = \frac{\sigma_{RE}^2}{\pi \sigma_{LO}^2 \sigma_{BR}^2} \exp\left(-\frac{x_P^2}{\sigma_{BR}^2}\right) \exp\left(-\frac{y_P^2}{\sigma_{BR}^2}\right) \quad 71$$

$$j_T(x_P, y_P, z_P, R_R) = \frac{\sigma_{TE}^2}{\pi \sigma_L^2 \sigma_{BT}^2} \exp\left(-\frac{[D_{TR} \cos(\theta_S) - R_R \sin(\theta_S)]^2}{\sigma_{BT}^2}\right) \exp\left(-\frac{y_P^2}{\sigma_{BT}^2}\right) \exp\left(-\frac{\cos^2(\theta_S)}{\sigma_{BT}^2} x_P^2 + 2 \frac{\cos(\theta_S) [D_{TR} \cos(\theta_S) - R_R \sin(\theta_S)]^2}{\sigma_{BT}^2} x_P\right) \quad 72$$

Maintenant que les rayonnements des champs moyens normalisés du transmetteur et de l'oscillateur local rétropropagé sont écrits dans le même système de coordonnées, le rendement hétérodyne peut-être exprimé.

5.1.5) Expression de rendement hétérodyne

Le produit des rayonnements des champs moyens normalisés du transmetteur et de l'oscillateur local rétropropagé est tout d'abord exprimé. Puis son intégration sur le vecteur \vec{p} ; c'est à dire sur x_P et y_P ; est réalisée :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} j_T(x_P, y_P, z_P, R_T) j_B(x_P, y_P, z_P, R_R) dx_P dy_P = \frac{\sigma_{TE}^2 \sigma_{RE}^2}{\pi \sigma_L^2 \sigma_{LO}^2 \sigma_{BR}^2 \sigma_{BT}^2} \exp\left(-\frac{[D_{TR} \cos(\theta_S) - (z_P + R_R) \sin(\theta_S)]^2}{\sigma_{BT}^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\sigma_{BR}^2 + \sigma_{BT}^2}{\sigma_{BR}^2 \sigma_{BT}^2} y_P^2\right) dy_P \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2 \cos^2(\theta_S)}{\sigma_{BR}^2 \sigma_{BT}^2} x_P^2 - 2 \frac{\cos(\theta_S)}{\sigma_{BT}^2} [D_{TR} \cos(\theta_S) - R_R \sin(\theta_S)] x_P\right) dx_P$$

Après intégration, cette expression devient :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} j_T(x_P, y_P, z_P, R_T) j_B(x_P, y_P, z_P, R_R) dx_P dy_P = \frac{\sigma_{TE}^2 \sigma_{RE}^2}{\pi \sigma_L^2 \sigma_{LO}^2 \left[(\sigma_{BR}^2 \cos(\theta_S) + \sigma_{BT}^2) (\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2) \right]^{1/2}} \exp\left[-\frac{[D_{TR} \cos(\theta_S) - R_R \sin(\theta_S)]^2}{\sigma_{BR}^2 \cos(\theta_S) + \sigma_{BT}^2}\right] \quad 73$$

Puis le produit des rayonnements des champs moyens normalisés du transmetteur et du transmetteur cohérent est exprimé.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} j_T(x_P, y_P, z_P, R_T) j_R(x_P, y_P, z_P, R_R) dx_P dy_P = \frac{k^2 \sigma_R^2 \sigma_{TE}^2}{4 \pi^2 R_R^2 \sigma_L^2 \sigma_{BT}^2} \exp\left(-\frac{[D_{TR} \cos(\theta_S) - R_R \sin(\theta_S)]^2}{\sigma_{BT}^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{\cos^2(\theta_S)}{\sigma_{BT}^2} x_P^2 + 2 \frac{\cos(\theta_S) [D_{TR} \cos(\theta_S) - R_R \sin(\theta_S)]^2}{\sigma_{BT}^2} x_P\right) dx_P \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{y_P^2}{\sigma_{BT}^2}\right) dy_P$$

Ce qui donne, après intégration :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} j_T(x_P, y_P, z_P, R_T) j_R(x_P, y_P, z_P, R_R) dx_P dy_P = \frac{k^2 \sigma_R^2 \sigma_{TE}^2}{4 \pi R_R^2 \sigma_L^2 \cos(\theta_S)} \quad 74$$

Le rendement hétérodyne est le quotient de l'équation 73 par l'équation 74 et son expression est donc :

$$\gamma(R_R, R_T) = \frac{4R_R^2 \sigma_{RE}^2}{k^2 \sigma_R^2 \sigma_{LO}^2 \left[(\sigma_{BT}^2 \cos^2(\theta_S) + \sigma_{BR}^2) (\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2) \right]^{1/2}} \exp \left[- \frac{[D_{TR} \cos(\theta_S) - R_R \sin(\theta_S)]^2}{\sigma_{BT}^2 \cos^2(\theta_S) + \sigma_{BR}^2} \right] \quad 75$$

5.2) Vérification du calcul du rendement hétérodyne

La validité des résultats obtenus est vérifiée en trois étapes suivant les trois architectures possibles ; l'architecture monostatique, l'architecture coaxiale et l'architecture bistatique. Pour cette vérification, je me place sous les conditions données par Frehlich et Kavaya pour leur cas optimum. Ce cas est optimum pour une architecture monostatique, mais rien ne prouve que cela soit toujours le cas pour les architectures coaxiale et bistatique. Les conditions instrumentales pour ce cas sont :

- $F_{RE} = F_{TE}$,
- $\sigma_L = \sigma_{LO} = \sigma_R / \sqrt{2} = \sigma_T / \sqrt{2}$.

De plus, toujours selon Frehlich et Kavaya la valeur la plus élevée sera atteinte à la focalisation.

5.2.1) Cas d'une architecture monostatique

Dans le cas d'une architecture monostatique, les faisceaux transmis et rétrodiffusés passent par le même chemin et empruntent donc le même télescope. Par conséquent, D_{TR} et θ_S sont nuls et, R_R et R_T sont égaux, donc l'expression du rendement hétérodyne peut s'écrire :

$$\gamma_{MONO}(R) = \frac{4R^2 \sigma_{RE}^2}{k^2 \sigma_R^2 \sigma_{LO}^2 (\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2)}$$

avec :

$$\sigma_{BR}^2(R) = \frac{R^2}{k^2 \sigma_{RE}^2} + \sigma_{RE}^2 \left(1 - \frac{R}{F_{RE}} \right)^2 \quad \text{et} \quad \sigma_{BT}^2(R) = \frac{R^2}{k^2 \sigma_{TE}^2} + \sigma_{TE}^2 \left(1 - \frac{R}{F_{TE}} \right)^2$$

En remplaçant σ_{BR} et σ_{BT} dans l'expression du rendement hétérodyne celle-ci devient :

$$\gamma_{MONO}(R) = \frac{\sigma_{RE}^2}{\sigma_R^2} \left[\frac{1}{4} + \frac{\sigma_{LO}^2}{4\sigma_R^2} + \frac{\sigma_{LO}^2}{4\sigma_{TE}^2} + \frac{k^2 \sigma_{TE}^2 \sigma_{LO}^2}{4R^2} \left(1 - \frac{R}{F_{TE}} \right)^2 + \frac{k^2 \sigma_{RE}^2 \sigma_{LO}^2}{4R^2} \left(1 - \frac{R}{F_{RE}} \right)^2 \right]^{-1} \quad 76$$

Cette expression correspond à celle donnée par Frehlich et Kavaya dans leur article (équation 190) lorsque la turbulence d'indice n'est pas prise en compte [71].

Avec les conditions instrumentales données ci-dessus, le rendement hétérodyne atteint une valeur maximale de 4/9. Cette dernière correspond à la valeur du rendement hétérodyne dans le plan de focalisation quel qu'il soit. Un programme réalisé sous Scilab permet de modéliser les résultats obtenus avec l'équation 75 lorsque les valeurs des paramètres sont choisies pour modéliser un lidar monostatique dans le cas optimal de Frehlich et Kavaya. Les résultats

obtenus se trouvent sur les Figure 38 (a, b, c et d) pour une focalisation à 100 m (a), à 250 m (b), à 500 m (c) et à l'infini (d).

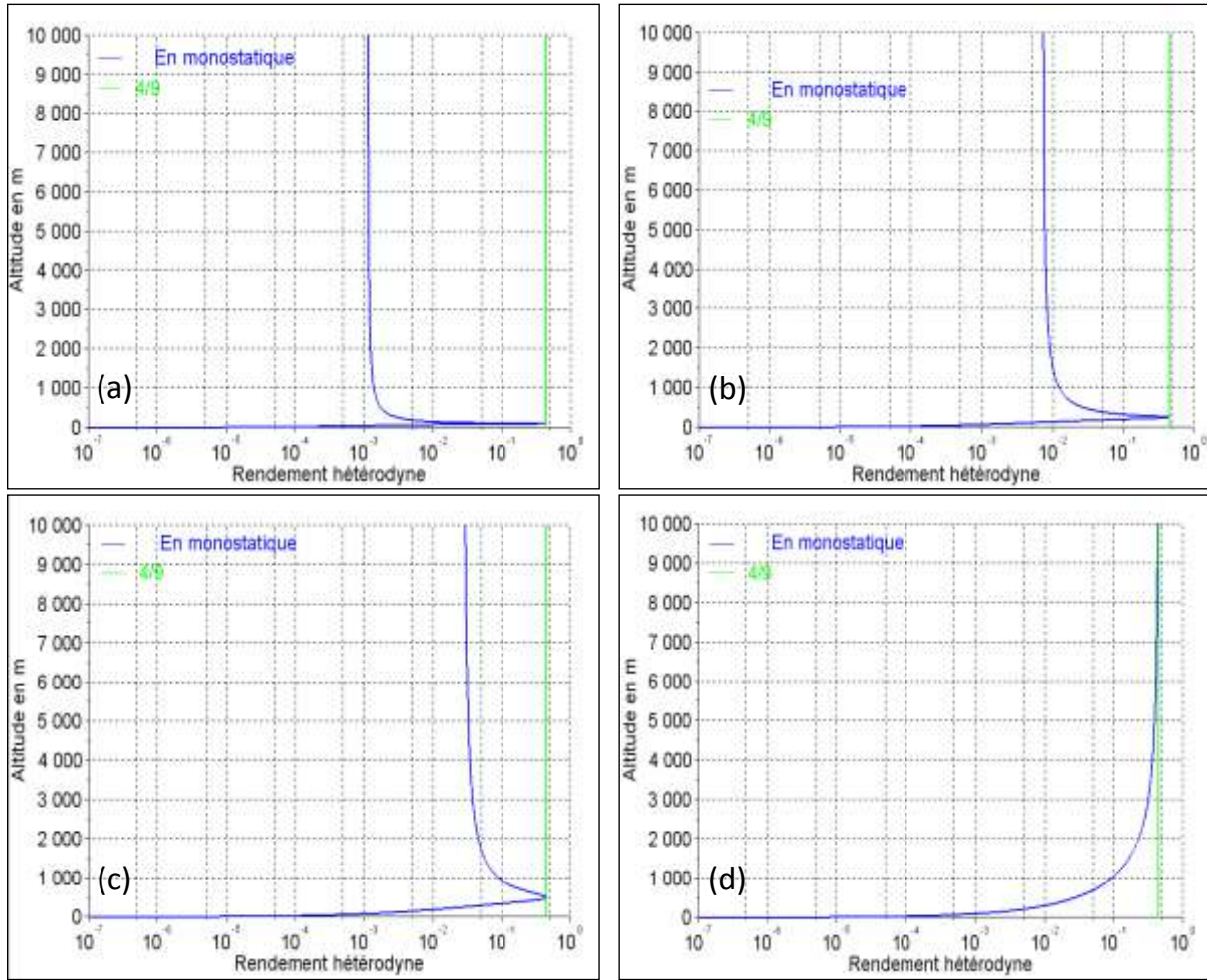


Figure 38 : Profil du rendement hétérodyne pour un lidar monostatique dans le cas optimal de Frehlich et Kavaya pour une focalisation à 100 m (a), à 250 m (b), à 500 m (c), et à l'infini (d) avec $\sigma_R = 10.10^{-2} \text{ m}$ et $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$

Les droites en rose représentent la valeur 4/9 et les courbes bleues, le rendement hétérodyne. Sur les Figure 38 (a, b et c), la valeur 4/9 est atteinte à la focalisation. De même, lorsque la focalisation se fait à l'infini, le rendement hétérodyne tend vers 4/9 comme l'illustre la Figure 38 (d). Les résultats sont bien ceux attendus, l'expression du rendement hétérodyne 75 donne donc des résultats cohérents avec ceux attendus dans un cas monostatique. Les trois premières courbes montrent que si la valeur maximale est bien atteinte à la focalisation, le rendement hétérodyne décroît de part et d'autre. Cette décroissance est plus importante lorsque la focalisation est basse. Pour vérifier ce résultat, il faut étudier la largeur du pic du rendement à la focalisation, en cherchant pour quelle altitude, le rendement hétérodyne vaut :

$$\gamma \left(\frac{R}{F} - 1 \right) = \frac{4}{9} C_{rh} \quad C_{rh} \in [0,1]$$

Après calcul, l'expression de la largeur du pic obtenue est :

$$|R^+ - R^-| = \frac{6k\sigma_{LO}^2 F^2 \sqrt{C_{rh}(1-C_{rh})}}{9F^2(1-C_{rh}) - 4k^2\sigma_{LO}^4 C_{rh}}$$

Il suffit de regarder ce que deviennent les expressions lorsque la focalisation tend vers l'infini $|R^+ - R^-|_\infty$ et lorsqu'elle se fait à petites altitudes $|R^+ - R^-|_{petit}$. Cela donne :

$$|R^+ - R^-|_\infty = \frac{2k\sigma_{LO}^2 \sqrt{C_{rh}(1-C_{rh})}}{3(1-C_{rh})} \quad |R^+ - R^-|_{petit} = \frac{3F^2 \sqrt{C_{rh}(1-C_{rh})}}{2k\sigma_{LO}^2 C_{rh}}$$

En se plaçant dans les mêmes conditions que celles permettant d'obtenir les Figure 38 (a), (b) et (c), les valeurs de la largeur du pic ont été calculées pour les trois distances focales correspondantes. Les résultats sont regroupés dans le Tableau 8.

	F = 100 m	F = 250m	F = 500
$C_{rh} = 0,1$	31,08	221,74	1791,92
$C_{rh} = 0,2$	20,45	135,19	680,40
$C_{rh} = 0,3$	15,55	100,39	454,49
$C_{rh} = 0,4$	12,44	79,39	342,86
$C_{rh} = 0,5$	10,15	64,29	270,37
$C_{rh} = 0,6$	8,28	52,21	215,83
$C_{rh} = 0,7$	6,63	41,70	170,34
$C_{rh} = 0,8$	5,06	31,76	128,59
$C_{rh} = 0,9$	3,38	21,23	84,96

Tableau 8 : Largeur du pic du rendement hétérodyne pour trois distances focales du télescope et pour plusieurs valeurs de c

Plus la distance focale est grande, plus la largeur du pic du rendement hétérodyne est importante. Cela confirme les observations faites sur les Figure 38 (a), (b) et (c).

5.2.2) Cas d'une architecture coaxiale

Dans le cas d'une architecture coaxiale, les télescopes d'émission et de réception sont à côté l'un de l'autre et regardent dans la même direction. Dans ce cas θ_S est nul et, R_R et R_T sont égaux, donc l'expression du rendement hétérodyne peut s'écrire :

$$\gamma_{COLIN}(R) = \frac{4R^2 \sigma_{RE}^2}{k^2 \sigma_R^2 \sigma_{LO}^2 (\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2)} \exp \left[-\frac{D_{TR}^2}{\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2} \right]$$

avec :

$$\sigma_{BR}^2(R) = \frac{R^2}{k^2 \sigma_{RE}^2} + \sigma_{RE}^2 \left(1 - \frac{R}{F_{RE}}\right)^2 \quad \text{et} \quad \sigma_{BT}^2(R) = \frac{R^2}{k^2 \sigma_{TE}^2} + \sigma_{TE}^2 \left(1 - \frac{R}{F_{TE}}\right)^2$$

Deux cas particuliers similaires à ceux présentés précédemment sont étudiés. Le premier est le cas pour lequel la focalisation se fait à 500 m et pour le second la focalisation se fait à l'infini. Les valeurs des rayons en 1/e et des focales du télescope sont celles du cas optimal donné par Frehlich et Kavaya cité précédemment. En remplaçant dans l'expression du rendement hétérodyne, celle-ci devient :

$$\gamma_{COLIN}(R) = \frac{1}{3} \left[\frac{3}{4} + \frac{k^2 \sigma_{LO}^4}{3R^2} \left(1 - \frac{R}{F_{RE}}\right)^2 \right]^{-1} \exp \left(-D_{TR}^2 \left[\frac{3R^2}{k^2 \sigma_{LO}^2} + \frac{4\sigma_{LO}^2}{3} \left(1 - \frac{R}{F_{RE}}\right)^2 \right]^{-1} \right)$$

L'expression du rendement hétérodyne à l'endroit où a lieu la focalisation s'écrit :

$$\gamma_{COLIN}(R) = \frac{4}{9} \exp \left(-\frac{k^2 D_{TR}^2 \sigma_{LO}^2}{3R^2} \right) \quad 77$$

Les Figure 39 (a et b) illustrent les résultats obtenus par l'équation ci-dessus, respectivement pour une focalisation à 1 000 m et à l'infini, et pour une distance de 10 cm entre les deux télescopes. Selon l'expression 77, la valeur du rendement hétérodyne tend vers 4/9 pour une focalisation à l'infini.

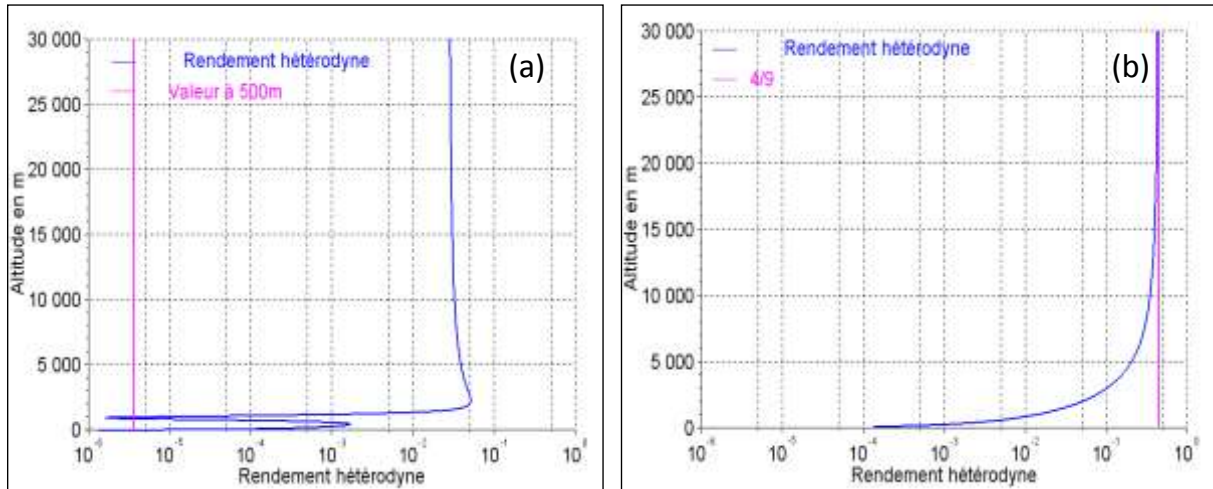


Figure 39 : Profil du rendement hétérodyne pour un lidar coaxial dans le cas optimal de Frehlich et Kavaya pour une focalisation à 1 000 m (a) et pour une focalisation à l'infini (b)

Les deux figures ci-dessus montrent qu'effectivement l'expression 77 traduit la valeur atteinte par le rendement hétérodyne à l'endroit de la focalisation dans le cas d'une architecture coaxiale. Cependant, quand la focalisation ne se fait pas à l'infini, les conditions données par Frehlich et Kavaya ne correspondent pas à l'optimum pour un système coaxial. La diminution du rendement hétérodyne jusqu'à la valeur de focalisation peut cependant paraître surprenante, voire contre-intuitive. Pour comprendre ce phénomène, il suffit de schématiser les deux faisceaux gaussiens côte à côte (Figure 40). En effet, le faisceau est plus petit à l'endroit de la focalisation, les deux faisceaux étant parallèles c'est à ce niveau que leur recouvrement est plus petit.

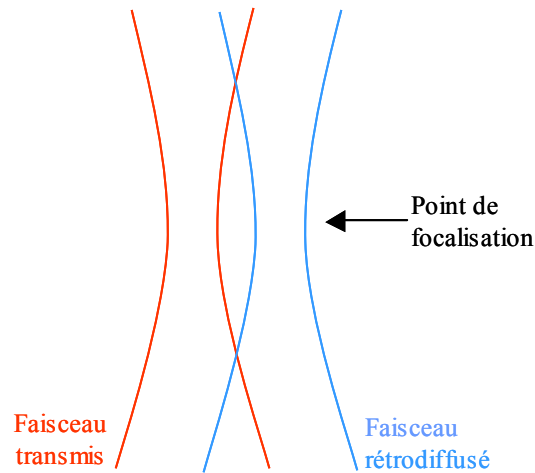


Figure 40 : Schéma de la propagation de deux faisceaux gaussiens parallèles

Un programme Scilab a été créé pour simuler la superposition des faisceaux dans le cas d'un lidar coaxial. Ce recouvrement est calculé dans le même esprit que celui de Harms [76], je regarde le problème d'un point de vue géométrique. Je cherche les points d'intersection du champ de vue de l'émission avec le champ de vue de réception et une fois leur position connue, je calcule la surface de recouvrement des deux champs de vue. Il permet de tracer le profil de la surface d'intersection des deux faisceaux pour une focalisation à 1 000 m (Figure 41).

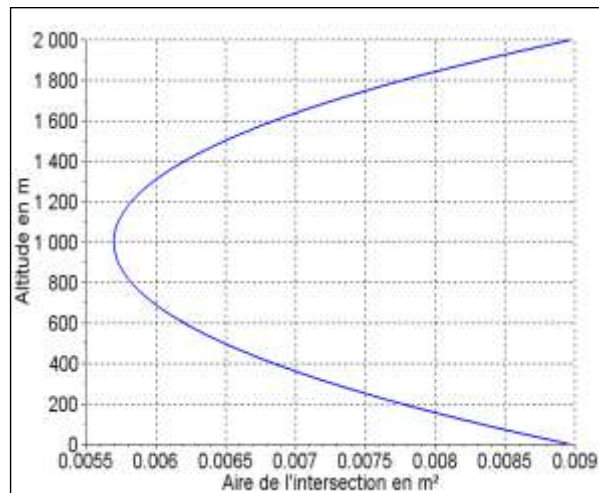


Figure 41 : Profil de l'aire d'intersection des faisceaux incident et rétrodiffusé

Cette courbe montre que l'aire de l'intersection atteint bien une valeur minimale à la focalisation.

5.2.3) Cas d'une architecture bistatique

Dans le cas d'une architecture bistatique, les télescopes d'émission et de réception sont à côté l'un de l'autre et leurs axes de visée ne sont pas parallèles. Par conséquent, l'expression du rendement hétérodyne est l'équation 75. Les deux mêmes cas particuliers que ceux présentés précédemment sont étudiés, le premier pour une focalisation à 500 m et le second pour une

focalisation à l'infini. Les télescopes focalisent au même endroit, pour cela la distance focale d'un télescope et la distance entre les deux télescopes sont choisies, et la distance focale du second télescope est calculée en fonction de ces deux paramètres. Par conséquent, nous nous éloignons des conditions du cas optimum de Frehlich et Kavaya, néanmoins les valeurs des rayons en 1/e choisies sont celles du cas optimal. La distance entre les deux télescopes choisie est de 10 cm et l'angle entre les deux axes de visée est de 1.10^{-4} rad. Pour ces valeurs, les focales de deux télescopes peuvent être considérées égales, l'expression du rendement hétérodyne devient donc :

$$\gamma_{BI}(R) = \frac{4}{9} \exp \left[-\frac{k^2 \sigma_{LO}^2}{3R^2} (B - R\theta_s)^2 \right] \quad 78$$

Les Figure 42 (a et b) illustrent les résultats obtenus grâce aux équations 75 et 77 respectivement pour une focalisation à 500 m et à l'infini.

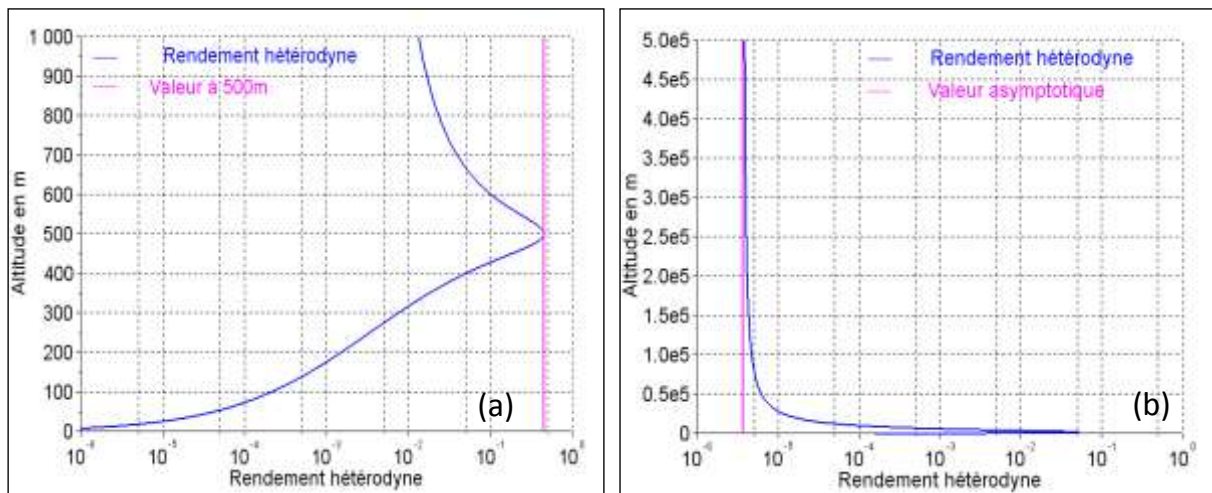


Figure 42 : Profil du rendement hétérodyne pour un lidar bistatique dans le cas optimal de Frehlich et Kavaya pour une focalisation à 500 m (a) et pour une focalisation à l'infini (b)

Encore une fois, les résultats obtenus correspondent à ceux attendus par l'équation 78. De plus, le résultat de la Figure 42 (a) paraît logique. En effet, le décalage entre les axes de visée des télescopes est réglé de façon à ce que les deux faisceaux se superposent au point de focalisation. C'est à la focalisation que le recouvrement des faisceaux est le meilleur, c'est pour cette raison que le rendement hétérodyne est maximum à cet endroit.

5.3) Etude du rendement hétérodyne

5.3.1) Comparaison des différentes architectures

Les valeurs entre lesquelles vont osciller les paramètres instrumentaux sont telles que l'angle de visée du récepteur θ_s est suffisamment petit pour que l'approximation des petits angles soit valable c'est-à-dire que $\cos(\theta_s) = 1$ et que $\sin(\theta_s) = \theta_s$. Par conséquent, l'équation 75 devient :

$$\gamma(R_R, R_T) = \frac{4R_R^2 \sigma_{RE}^2}{k^2 \sigma_R^2 \sigma_{LO}^2 (\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2)} \exp \left[-\frac{[D_{TR} - R_R \theta_S]^2}{\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2} \right]$$

Or l'équation du rendement hétérodyne pour une architecture monostatique vaut :

$$\gamma_{MONO}(R) = \frac{4R^2 \sigma_{RE}^2}{k^2 \sigma_R^2 \sigma_{LO}^2 (\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2)}$$

Donc le rendement hétérodyne en bistatique peut s'écrire :

$$\gamma_{BI}(R_R, R_T) = \gamma_{MONO}(R) \exp \left[-\frac{[D_{TR} - R_R \theta_S]^2}{\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2} \right]$$

Il en va évidemment de même en coaxial :

$$\gamma_{COLIN}(R) = \gamma_{MONO}(R) \exp \left[-\frac{D_{TR}^2}{\sigma_{BT}^2 + \sigma_{BR}^2} \right]$$

Les différents paramètres de l'exponentielle sont tous positifs, elle sera donc inférieure ou égale à 1. Ainsi le rendement hétérodyne pour le cas des architectures bistatique et coaxiale sera toujours inférieur ou égal à celui d'une architecture monostatique.

Ainsi les Figure 43 (a) et (b) montrent le profil des rendements hétérodynes divisés par l'altitude au carré. Les profils pour les architectures monostatiques et bistatiques sont tracés pour une distance focale de 250 m (figure (a)) et ceux pour les architectures monostatiques et coaxiales sont tracés pour une focalisation à l'infini (figure (b)).

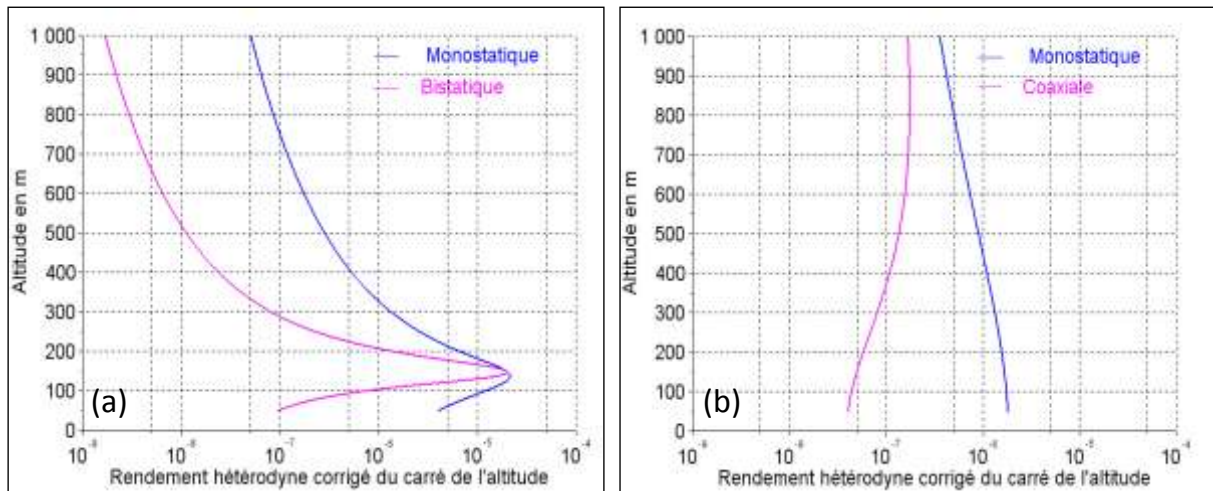


Figure 43 : Profil du rendement hétérodyne corrigé du carré de l'altitude, Comparaison entre les architectures monostatique et bistatique pour une focalisation de 250 m (a) et comparaison entre les architectures monostatique et coaxiale pour une focalisation infinie (b).

Ces figures confirment que pour des paramètres instrumentaux communs, les architectures coaxiale et bistatique offrent un rendement hétérodyne inférieur à celui de l'architecture monostatique. Par conséquent, c'est cette architecture qui est sélectionnée et étudiée ci-dessous.

5.3.2) Etude pour une architecture monostatique

D'après Frehlich et Kavaya [71], dans le cas d'un lidar monostatique, le rendement hétérodyne atteint une valeur optimale de 4/9 pour :

$$F_{RE} = F_{TE} = R \quad \sigma_L = \sigma_{LO} = \sigma_R / \sqrt{2}$$

Or la mesure du contenu en eau liquide souhaitée est un profil, par conséquent il est nécessaire de chercher la distance focale et les rayons gaussiens les plus appropriés pour évaluer le rendement sur une fenêtre de mesure sur les premières centaines de mètres de l'atmosphère. Pour étudier cela, je vais m'intéresser à une fonction du rendement hétérodyne appelée γ_{Sz} :

$$\gamma_{Sz} = \frac{A\gamma}{z^2}$$

avec :

- A : la surface de l'optique collectrice (en m²),
- z : l'altitude (en m),
- γ : le rendement hétérodyne.

Le profil de cette fonction ainsi que celui du rendement hétérodyne sont tracés sur la Figure 44 pour plusieurs valeurs des rayons gaussiens pour trois distances focales : 100, 250 et 400 m.

Le profil du rendement hétérodyne (Figure 44 (b), (c) et (d)) montre que plus le rayon σ_R est petit, meilleur est le rendement. Cependant, ce que nous souhaitons optimiser est la fonction γ_{Sz} du rendement hétérodyne sur toute la zone de mesure. A très courte distance, le rayon le plus petit ($\sigma_R = 2$ cm) donne le plus grand rendement, mais celui-ci diminue rapidement (Figure 44 (a)). Pour les deux autres rayons (Figure 44 (c) et (e)), le rendement est plus petit à 50 m, puis augmente jusqu'à la focale et après diminue plus ou moins rapidement là encore selon la focale choisie. Plus la focale est élevée, moins la variation de γ_{Sz} est grande.

Le profil de la fonction γ_{Sz} et celui du rendement hétérodyne sont tracés sur la Figure 45 pour plusieurs distances focales et pour trois rayons gaussiens : 2, 3 et 4 cm.

Pour un rayon σ_R de 2 cm (Figure 45 (a) et (b)), les deux profils ont un comportement différent que celui observé dans les deux autres cas. En effet, pour les focales de 200, 300 et 400 m, le comportement de la fonction γ_{Sz} et du rendement est quasiment le même. Pour la focale de 100 m, les deux fonctions sont meilleures jusqu'à environ 150 m puis moins bonnes après. Pour les deux autres cas (Figure 45 (c) à (f)), une focale à 100 m donne de meilleurs résultats sur la première centaine de mètres, mais décroît rapidement. Pour les autres focales, les résultats sont beaucoup plus proches les uns des autres.

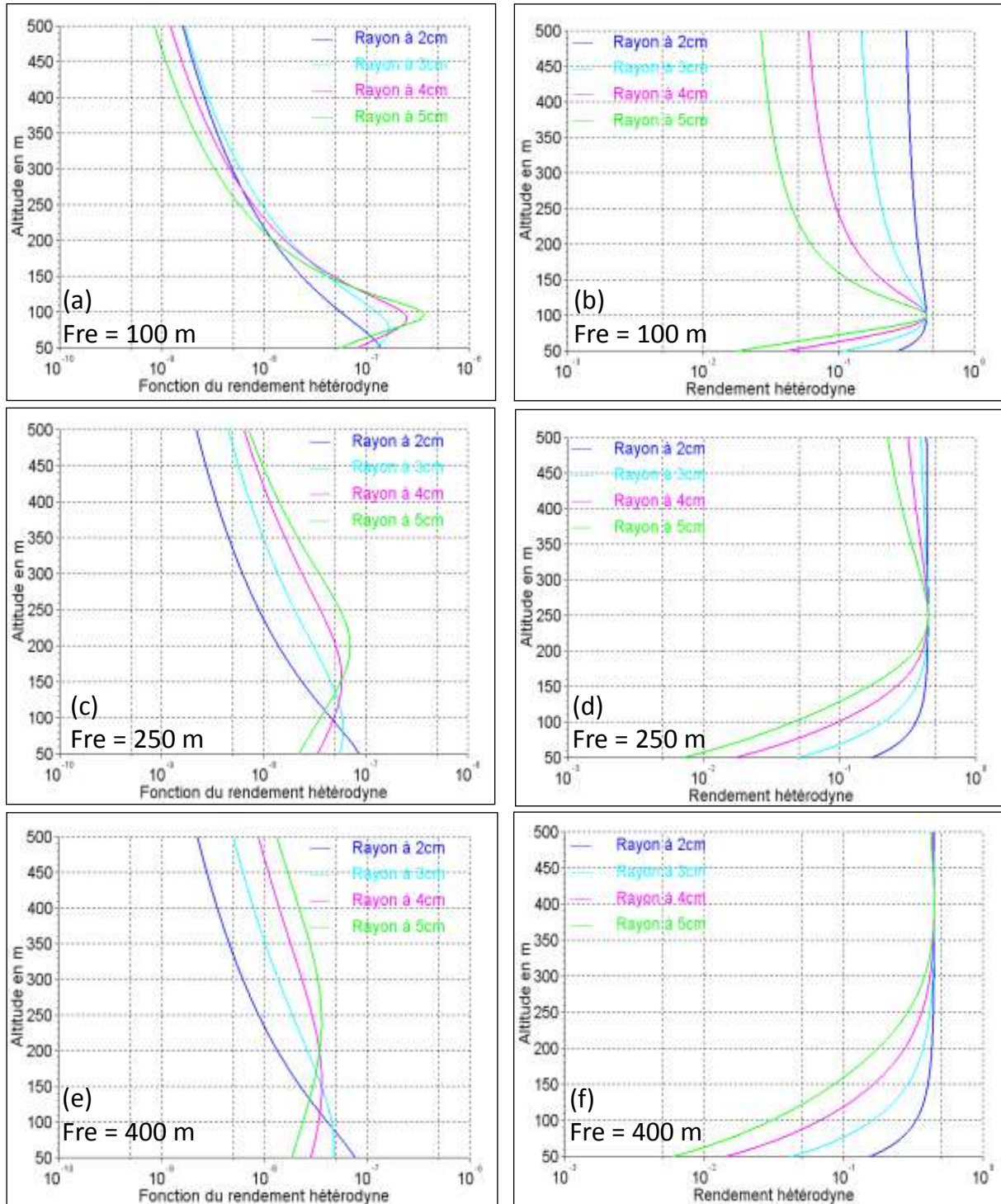


Figure 44 : Profil de la fonction γ_{Sz} du rendement hétérodyne et profil du rendement hétérodyne pour quatre rayons gaussiens différents : 2 cm en bleu foncé, 3 cm en bleu ciel, 4 cm en rose et 5 cm en vert et pour trois distances focales différentes : 100 m (a) et (b), 250 m (c) et (d) et 400 m (e) et (f)

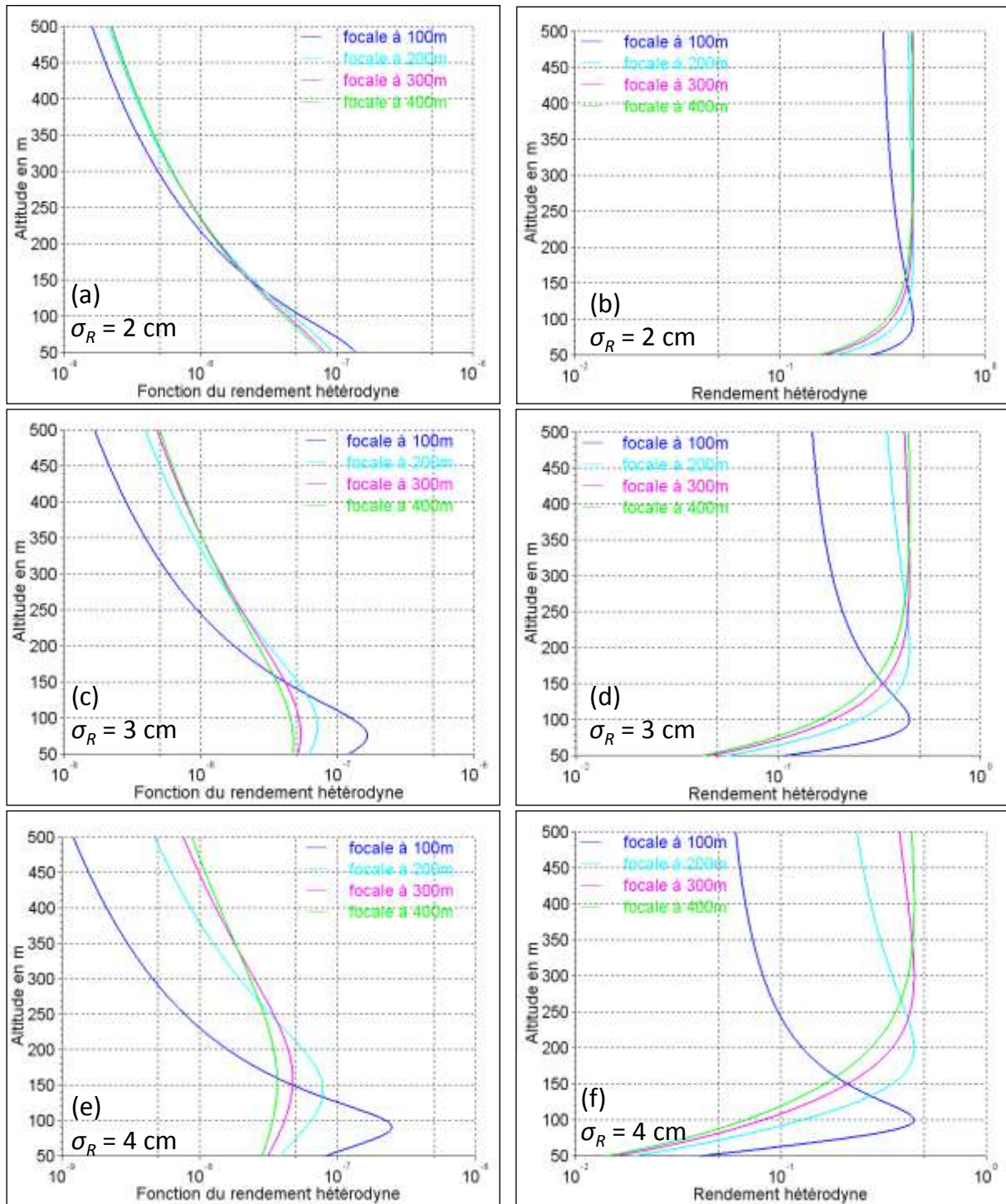


Figure 45 : Profil de la fonction γ_S du rendement hétérodyne et profil du rendement hétérodyne pour quatre distances focales différentes : 100 m en bleu foncé, 200 m en bleu ciel, 300 m en rose et 400 m en vert et pour trois rayons gaussiens différents : 2 cm (a) et (b), 3 cm (c) et (d) et 4 cm (e) et (f)

5.4) Conclusion

Une approximation analytique du rendement hétérodyne valable pour l'ensemble des architectures a été obtenue. Elle a permis de montrer que les systèmes coaxiaux et bistatiques ont un rendement inférieur à celui du système monostatique, excepté à la focalisation pour le système bistatique les deux rendements sont égaux. Par conséquent, un système monostatique est plus approprié à la mesure.

L'étude du rendement hétérodyne pour un système monostatique a montré qu'un compromis est nécessaire pour que la fonction du rendement hétérodyne γ_{Sz} ait une valeur suffisamment élevée sur une plage de mesure suffisamment grande. En effet, un petit σ_R est meilleur pour la première centaine de mètres, mais diminue très vite et plus les rayons sont grands, plus basse est la valeur de la fonction γ_{Sz} à faible distance. La distance focale joue, quant à elle, sur la variabilité de la fonction γ_{Sz} et du rendement hétérodyne. Plus la focale est petite, plus les deux fonctions varient avec un maximum pour une distance égale à la focale. Quoi qu'il en soit, pour optimiser la fonction γ_{Sz} sur la plus grande plage, c'est un couple (F_{Re}, σ_R) qu'il faut sélectionner. Ici, le couple le plus approprié est une distance focale F_{RE} de 250 m et un rayon σ_R de 3 cm.

Chapitre 6.

Simulateur instrumental

Afin de simuler le faisceau rétrodiffusé capté par un lidar, j'ai codé deux programmes sous Scilab. Le premier simule l'interaction entre une impulsion laser et un brouillard ; c'est-à-dire qu'il calcule la puissance du signal hétérodyne rétrodiffusé par un brouillard caractérisé par ses coefficients d'extinction et de rétrodiffusion. Le second ajoute le bruit de grenaille de l'oscillateur local à la puissance rétrodiffusée captée par le télescope.

Tout d'abord, la façon dont l'impulsion laser interagit avec l'atmosphère et la manière de le modéliser sont expliquées. Puis le bruit de grenaille de l'oscillateur local est analysé et les propriétés statistiques du signal rétrodiffusé sont explicitées. Enfin, les approximations analytiques utilisées lors de l'étude paramétrique sont données et leur concordance avec les résultats des simulations est vérifiée.

6.1) Interaction impulsion laser / atmosphère

Cette interaction a été reproduite à l'aide d'un programme codé sous Scilab qui fait lui-même appel à un code écrit en langage C. Ce dernier est tiré d'un algorithme écrit par Alain Dabas pour le lidar WIND selon le modèle dit « feuilleté » proposé par Salameitou et al. en 1995 [77]. La puissance rétrodiffusée est le reflet de l'interaction entre l'atmosphère et l'impulsion laser du lidar. Cette dernière se traduit mathématiquement comme le produit de convolution de l'impulsion laser par l'atmosphère :

$$P(z) = \int_0^{+\infty} |g(x-z)|^2 \langle |\kappa(x)|^2 \rangle dx \quad 79$$

avec :

- g : l'impulsion laser,
- $\kappa(x)$: la fonction des paramètres atmosphériques.

L'impulsion laser est de forme gaussienne, son expression est :

$$g = \exp\left(\frac{-2t_{imp}^2}{\tau_{imp}^2}\right) \quad 80$$

avec : t_{imp} , les instants pour lesquels l'impulsion est calculée (en s).

L'atmosphère est modélisée par un phaseur aléatoire complexe φ_{alea} de loi normale et de puissance 1 multiplié par les paramètres atmosphériques, à savoir le coefficient de rétrodiffusion β , le coefficient d'extinction α et l'altitude z . Son expression est la suivante :

$$\kappa(z) = \sqrt{\beta \exp\left(-2 \int_0^z \alpha(x) dx\right)} \frac{\varphi_{alea}}{z} \quad 81$$

Le phaseur aléatoire est généré par le programme en C. C'est également ce dernier qui effectue le produit de convolution. Le programme Scilab génère quant à lui l'impulsion laser. Il réalise également une moyenne de la puissance rétrodiffusée sur 10 000 tirs lasers et renouvelle ces opérations 10 000 fois. La réalisation de cet ensemble d'opérations étant assez longue (environ 20 h), c'est pourquoi le bruit de grenaille est ajouté après le moyennage et les 10 000 itérations. Les valeurs des caractéristiques du laser sont celles du laser de la société Edinburg Instrument c'est-à-dire une énergie de 80 mJ, une longueur d'onde de 10,6 μm et une largeur à mi-hauteur de 50 ns. Le télescope a un rayon de 20 cm. Le rendement quantique du détecteur est celui du détecteur de WIND donné dans la thèse de Patricia Delville, soit 0,7. La partie suivante présente le calcul permettant de déterminer la forme du bruit.

6.2) Bruit de grenaille

Le second programme Scilab permet d'ajouter le bruit de grenaille de l'oscillateur local, prédominant dans un système rétrodiffusé, à la puissance rétrodiffusée moyennée sur 10 000 tirs. Il faut, cependant, prendre en compte le fait que la puissance rétrodiffusée, à laquelle il est ajouté, est moyennée sur 10 000 tirs.

Le signal rétrodiffusé peut s'écrire comme la somme d'un signal utile et d'un bruit. Sa moyenne est donc :

$$P_{rm} = \frac{1}{10000} \sum_{k=1}^{10000} |s_k + n_k|^2$$

avec :

- P_{rm} : la puissance rétrodiffusée moyennée,
- s_k : le signal utile,
- n_k : le bruit.

Après développement, cela donne :

$$P_{rm} = \frac{1}{10000} \sum_{k=0}^{10000} |s_k|^2 + \frac{1}{10000} \sum_{k=0}^{10000} |n_k|^2 + \frac{1}{5000} \text{Re} \left[\sum_{k=0}^{10000} s_k^* n_k \right] \quad 82$$

Le programme d'interaction laser / atmosphère calcule le premier terme de cette équation. De plus, le troisième terme est négligé, car il représente la corrélation entre le signal et le bruit, or ils ne sont pas corrélés. Il reste donc déterminer le second terme, afin de pouvoir ajouter le bruit correct à la puissance moyennée du signal utile. Le bruit n_k est un bruit blanc gaussien complexe de puissance 1 qui s'écrit : $n = n_R + i.n_I$, où n_R est la partie réelle et n_I , la partie imaginaire. Il obéit donc à une loi multidimensionnelle à deux dimensions d'expression :

$$p(n) = \frac{1}{\pi} \exp\left[-\left(n_R^2 + n_I^2\right)\right]$$

Après passage en coordonnées polaires et intégration sur θ , la densité de probabilité devient $p(R) = 2R \cdot \exp(-R^2)$. Or il faut exprimer la densité de probabilité du carré du bruit. Après un changement de variable, l'expression obtenue pour cette dernière est : $p(y) = \exp(-y)$. Ensuite, le carré du bruit est moyenné sur le nombre de tirs lidars cumulés. Le bruit moyenné suit par conséquent, une loi normale de moyenne 1 et de variance l'inverse du nombre de tirs cumulés.

$$\frac{1}{10000} \sum_{k=1}^{10000} |n_k|^2 \text{ suit une loi } N\left(1, \frac{1}{10000}\right) \quad 83$$

Un bruit différent est ajouté à chacune des 10 000 itérations du signal utile.

6.3) Propriétés statistiques

6.3.1) Valeur du CNR

Le simulateur est programmé de façon à ce que, pour des caractéristiques instrumentales et atmosphériques identiques, la valeur de $P(z)$ obtenue via les simulations doit être égale au CNR. L'expression du CNR est rappelée (équation 46) :

$$CNR = \frac{\eta_d \cdot \gamma \cdot K_{opt}}{2 \cdot h \cdot B} \cdot E_0 \cdot \lambda \cdot \beta(z) \cdot \frac{A}{2z^2} T^2(z)$$

Les valeurs des différents paramètres utilisées dans les simulations sont celles données au début de ce chapitre. La comparaison est réalisée pour plusieurs altitudes, à savoir 100, 250, 500, 750, 1000 m. Le coefficient de rétrodiffusion utilisé ici a une valeur de 1 m^{-1} et un coefficient d'extinction nul. Les résultats sont regroupés dans le Tableau 9 :

Altitude en m	CNR	Puissance	Erreur relative
100	$1,693 \cdot 10^{12}$	$2,098 \cdot 10^{12}$	23,92 %
250	$2,709 \cdot 10^{11}$	$2,967 \cdot 10^{11}$	9,52 %
500	$6,773 \cdot 10^{10}$	$7,126 \cdot 10^{10}$	5,21 %
750	$3,010 \cdot 10^{10}$	$3,113 \cdot 10^{10}$	3,42 %
1000	$1,693 \cdot 10^{10}$	$1,719 \cdot 10^{10}$	1,54 %

Tableau 9 : Variation de la puissance rétrodiffusée et du CNR en fonction de l'altitude

Les valeurs du CNR et celles de la puissance rétrodiffusée sont du même ordre de grandeur pour l'ensemble des altitudes. Cependant, plus l'altitude augmente, plus la puissance et le CNR sont proches. Les résultats renvoyés par le simulateur sont donc corrects.

6.3.2) Valeur du SNR

Dans le cas où aucun bruit n'est ajouté, la valeur du SNR doit être égale à $N_T.m_t$. Pour montrer cela, l'expression du SNR est rappelée (équation 52) :

$$SNR^2 = \frac{N_T/2}{1/(M.CNR) + 1/(2.m_t) + 1/(2.M.CNR^2)}$$

Dans le cas où il n'y a pas de bruit, le CNR ; qui représente le rapport de la puissance hétérodyne sur la puissance de bruit ; tend vers l'infini. Ainsi, l'expression du SNR devient :

$$SNR^2 = N_T.m_t \quad 84$$

Deux types de simulations ont été utilisés. Pour les premières, le signal n'est pas moyenné alors que pour les secondes, il est cumulé sur 10 000 tirs. Donc la valeur du SNR attendue est de 1 pour les premières et de 10 000 pour les secondes. Afin d'obtenir la valeur du SNR à l'aide des simulations, la moyenne et l'écart type de 10 000 puissances rétrodiffusées simulées sont calculés pour les 20 cas de brouillards étudiés. Pour le premier type de simulations, le SNR ainsi obtenu a une valeur moyenne de 1,006 et un écart type de 0,02. Ce qui représente une erreur relative moyenne de 0,61 %. Pour les simulations moyennées 10 000 fois et cumulées sur 10 000 tirs, le SNR obtenu a une valeur moyenne de 10 059,80 et un écart-type de 27,34. Cela donne une erreur relative de 0,60 %. Donc les résultats du simulateur sont cohérents.

Maintenant que le fonctionnement du simulateur a été expliqué puis vérifié, les expressions analytiques qui seront utilisées pour l'étude des performances de l'instrument sont calculées.

6.4) Expressions pour l'analyse du coefficient d'extinction

Plusieurs expressions sont utilisées pour analyser la restitution du coefficient d'extinction. L'expression de l'estimateur du coefficient d'extinction ainsi que celles de son biais et de son écart-type de l'estimateur sont explicitées ci-dessous. Puis, la validité des deux dernières est vérifiée.

6.4.1) Estimateur du coefficient d'extinction

L'expression de la puissance rétrodiffusée, ou équation lidar, s'écrit :

$$P(z) = \frac{C_1 K_{opt}}{2z^2} \beta(z) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha(x) dx\right) \quad 85$$

avec : C_1 , une constante.

Le paramètre que je souhaite mesurer est le coefficient d'extinction $\alpha(z)$. Pour l'exprimer, la puissance rétrodiffusée est corrigée de l'altitude, puis son logarithme est calculé et le résultat est dérivé par rapport à z , ce qui donne :

$$\frac{d}{dz} [\ln(z^2 P(z))] = \frac{d}{dz} \left[\ln \left(\frac{C_1 K_{opt}}{2} \right) \right] + \frac{d}{dz} [\ln(\beta(z))] - 2\alpha(z)$$

En première approximation, je considère que le coefficient de rétrodiffusion est lentement variable sur l'altitude donc que sa dérivée est nulle. De plus, la variation relative du coefficient de rétrodiffusion aura une valeur beaucoup plus faible que celle du coefficient d'extinction dans la plupart des brouillards. De même, le premier terme étant constant donc sa dérivée est nulle. Le coefficient d'extinction s'écrit donc :

$$\alpha(z) = -\frac{1}{2} \frac{d}{dz} (\ln[z^2 P(z)]) \quad 86$$

En posant $U(z) = \ln[z^2 P(z)]$ et en considérant que le coefficient d'extinction varie de façon linéaire par rapport à l'altitude, l'estimateur du coefficient d'extinction s'écrit :

$$\hat{\alpha}(z) = -\frac{1}{2} \frac{U(z + \Delta z) - U(z)}{\Delta z} \quad 87$$

6.4.2) Biais de l'estimateur du coefficient d'extinction

Le passage de l'équation 86 à 87 peut engendrer un biais sur l'estimateur de coefficient d'extinction. Pour l'exprimer de façon théorique, il faut reprendre l'équation 87 et remplacer $U(z)$ par son expression, ce qui donne :

$$\hat{\alpha} = -\frac{1}{2\Delta z} (\ln[(z + \Delta z)^2 P(z + \Delta z)] - \ln[z^2 P(z)]) \quad 88$$

En remplaçant, les puissances par leurs expressions et en utilisant les propriétés du logarithme, l'estimateur devient :

$$\hat{\alpha} = \alpha - \frac{1}{2\Delta z} \left(\ln \left[\frac{(z + \Delta z)^2}{z^2} \right] + \ln \left[\int_0^\infty g^2(y - z) \frac{\exp(-2\alpha y)}{(y + \Delta z)^2} dy \right] - \ln \left[\int_{-\infty}^{+\infty} g^2(x - z) \frac{\exp(-2\alpha x)}{x^2} dx \right] \right)$$

L'estimateur, tel qu'il est défini, est la somme entre le coefficient d'extinction et un terme, appelé le biais, dont l'expression est :

$$\xi = -\frac{1}{2\Delta z} \left(\ln \left[\frac{(z + \Delta z)^2}{z^2} \right] + \ln \left[\int_0^\infty g^2(y - z) \frac{\exp(-2\alpha y)}{(y + \Delta z)^2} dy \right] - \ln \left[\int_0^\infty g^2(x - z) \frac{\exp(-2\alpha x)}{x^2} dx \right] \right) \quad 89$$

6.4.3) Ecart-type de l'estimateur du coefficient d'extinction

L'estimateur s'écrit comme la somme d'une valeur moyenne et de ses fluctuations. Pour obtenir la variance du coefficient d'extinction, ce sont ces dernières qui importent. Leur expression est :

$$\alpha'(z) = -\frac{1}{2\Delta z} [U'(z + \Delta z) - U'(z)] \quad \text{où : } U'(z) = \frac{P'(z)}{P(z)}$$

avec :

- Δz : la distance entre deux mesures (en m),
- $P'(z)$: les fluctuations de la puissance,
- $\bar{P}(z)$: la moyenne de la puissance du signal,

En remplaçant U' par son expression dans l'équation de la variance de l'estimateur, celle du Signal to Noise Ratio apparaît et nous obtenons :

$$\langle \alpha'(z)^2 \rangle = \frac{1}{4\Delta z^2} \left[\frac{1}{SNR(z+\Delta z)^2} + \frac{1}{SNR(\Delta z)^2} \right] - \frac{1}{2\Delta z^2} \frac{\Gamma_p(z, \Delta z)}{SNR(z+\Delta z)SNR(z)} \quad 90$$

avec $\Gamma_p(z, \Delta z)$, une fonction de corrélation qui s'écrit :

$$\Gamma_p(z, \Delta z) = \frac{\langle P'(z+\Delta z)P'(z) \rangle}{\sqrt{\langle P'(z+\Delta z)^2 \rangle \langle P'(z)^2 \rangle}} \quad 91$$

Le calcul de cette fonction de corrélation est réalisé en deux étapes. Dans la première, seul le chatolement est pris en compte, alors que dans la seconde le bruit de grenaille est également considéré. Pour chacune, il faut exprimer les différentes composantes de $\Gamma_p(z, \Delta z)$.

6.4.3.1) Seul le chatolement est considéré

Lorsqu'aucun bruit en dehors du chatolement n'est pris en compte, le CNR tend vers l'infini et le SNR^2 tend vers $N_T m_t$. Par conséquent, l'expression de la variance de l'estimateur s'écrit :

$$\langle \alpha'(z)^2 \rangle = \frac{1}{2\Delta z^2 N_T m_t} [1 - \Gamma_p(z, \Delta z)] \quad 92$$

La fonction de corrélation $\Gamma_p(z, \Delta z)$, quant à elle, a pour expression :

$$\Gamma_p(z, \Delta z) = \frac{\langle P_S'(z+\Delta z)P_S'(z) \rangle}{\sqrt{\langle P_S'(z+\Delta z)^2 \rangle \langle P_S'(z)^2 \rangle}} \quad 93$$

La moyenne de $P_S'(z+\Delta z)P_S'(z)$ s'écrit :

$$\langle P_S'(z)P_S'(z+\Delta z) \rangle = \langle P_S(z)P_S(z+\Delta z) \rangle - \bar{P}_S(z)\bar{P}_S(z+\Delta z)$$

Il faut maintenant exprimer la moyenne de $P_S(z)P_S(z+\Delta z)$. Rappelons que $P_S(z)$ se traduit par la convolution de l'impulsion laser et de l'atmosphère.

$$\langle P_S(t)P_S(t') \rangle = \iiint g\left(t - \frac{2x}{c}\right) g^*\left(t - \frac{2x'}{c}\right) g\left(t' - \frac{2y}{c}\right) g^*\left(t' - \frac{2y'}{c}\right) \langle \kappa(x)\kappa^*(x')\kappa(y)\kappa^*(y') \rangle dx dx' dy dy'$$

A l'aide d'une propriété des moments d'ordre pair d'une distribution gaussienne à plusieurs variables centrées et sachant que les paramètres atmosphériques sont décorrélés entre deux tirs, la moyenne de $P_S(t)P_S(t')$ devient :

$$\langle P_S(t)P_S(t') \rangle = \bar{P}_S(t)\bar{P}_S(t') - \int g\left(t - \frac{2x}{c}\right) g^*\left(t' - \frac{2x}{c}\right) \langle |\kappa(x)|^2 \rangle dx \int g^*\left(t - \frac{2y}{c}\right) g\left(t' - \frac{2y}{c}\right) \langle |\kappa(y)|^2 \rangle dy$$

Deux changements de variables sont réalisés pour obtenir :

$$\langle P_s(t)P_s(t') \rangle = \overline{P_s(t)}\overline{P_s(t')} + \frac{c^2}{4} \langle |\kappa(z)|^2 \rangle \langle |\kappa(z')|^2 \rangle |\rho(t-t')|^2$$

avec $\rho(t-t')$, la fonction de corrélation de l'impulsion laser.

En considérant que l'atmosphère varie peu sur la durée de l'impulsion et en utilisant la définition de l'énergie de l'impulsion laser, la puissance moyenne $P_s(z)$ s'écrit :

$$P_s(z) = \frac{c}{2} \langle |\kappa(z)|^2 \rangle E_0 \quad 94$$

La fonction de corrélation de l'impulsion laser est exprimée. Elle se traduit par la convolution de l'impulsion laser avec elle-même. Après un changement de variable et en remplaçant l'impulsion laser par son expression, la fonction de corrélation du signal s'écrit :

$$\rho(\Delta z) = E_0 \exp\left(\frac{-4i\pi\nu_{imp}}{c} \Delta z\right) \exp\left(\frac{-4\Delta z^2}{\tau_{imp}^2 c^2}\right)$$

avec : ν_{imp} , la fréquence de l'impulsion laser (en Hz). Son module carré vaut donc :

$$|\rho(\Delta z)|^2 = E_0^2 \exp\left(\frac{-8\Delta z^2}{\tau_{imp}^2 c^2}\right) \quad 95$$

En remplaçant les différents paramètres par leurs expressions dans l'équation 93, la fonction de corrélation $\Gamma_p(z, \Delta z)$ devient :

$$\Gamma_p(z, \Delta z) = \exp\left(\frac{-8\Delta z^2}{\tau_{imp}^2 c^2}\right) \quad 96$$

Par conséquent, en substituant $\Gamma_p(z, \Delta z)$ par son expression dans l'équation 92, la variance de l'estimateur du coefficient d'extinction s'écrit :

$$\langle \alpha'(z)^2 \rangle = \frac{1}{2\Delta z^2 N_T m_t} \left[1 - \exp\left(\frac{-8\Delta z^2}{\tau_{imp}^2 c^2}\right) \right] \quad 97$$

Maintenant que l'expression de la variance de l'estimateur est connue dans le cas où seul le chatoiement est pris en compte, il faut étudier le cas où le bruit de grenaille est également considéré.

6.4.3.2) Chatoiement et bruit de grenaille sont pris en compte

Lorsque le bruit est pris en compte, la fonction de corrélation $\Gamma_{pn}(z, \Delta z)$ s'écrit :

$$\Gamma_{pn}(z, \Delta z) = \frac{\langle P'(z + \Delta z)P'(z) \rangle}{\sqrt{\langle P'(z + \Delta z)^2 \rangle \langle P'(z)^2 \rangle}}$$

Comme précédemment, il faut exprimer les différents termes de l'expression. En sachant que le signal et le bruit sont décorrélés et que le bruit n'est autocorrélé que pour $\Delta z = 0$, la moyenne de $P'(z + \Delta z)P'(z)$ a pour expression :

$$\langle P'(z)P'(z + \Delta z) \rangle = \langle P_s'(z)P_s'(z + \Delta z) \rangle + \langle P_n'(z)^2 \rangle \delta(\Delta z) \quad 98$$

avec δ , la fonction de Kronecker. En se souvenant de la définition du CNR et en sachant que :

$$\langle P_s'(z)^2 \rangle = \overline{P_s}(z)^2 \text{ et } \langle P_n'(z)^2 \rangle = \overline{P_n}(z)^2$$

L'expression de $\langle P'(z)^2 \rangle \langle P'(z + \Delta z)^2 \rangle$ est :

$$\langle P'(z)^2 \rangle \langle P'(z + \Delta z)^2 \rangle = \overline{P_s}(z)^2 \overline{P_s}(z + \Delta z)^2 [1 + \text{CNR}^{-1}(z)^2] [1 + \text{CNR}^{-1}(z + \Delta z)^2] \quad 99$$

En remplaçant les équations 98 et 99 dans l'équation de la fonction de corrélation $\Gamma_{pn}(z, \Delta z)$, nous obtenons :

$$\Gamma_{pn}(z, \Delta z) = \frac{\Gamma_p(z, \Delta z)}{\sqrt{[1 + \text{CNR}^{-1}(z)^2] [1 + \text{CNR}^{-1}(z + \Delta z)^2]}} + \frac{\text{CNR}^{-1}(z)^2 \delta(\Delta z)}{1 + \text{CNR}^{-1}(z)^2} \quad 100$$

Donc la variance de l'estimateur du coefficient d'extinction s'écrit :

$$\begin{aligned} \langle \alpha'(z)^2 \rangle = & \frac{1}{4\Delta z^2} \left[\frac{1}{\text{SNR}(z + \Delta z)^2} + \frac{1}{\text{SNR}(\Delta z)^2} \right] \\ & - \frac{1}{2\Delta z^2} \frac{1}{\text{SNR}(z + \Delta z)\text{SNR}(z)} \exp\left(\frac{-8\Delta z^2}{\tau_{imp}^2 c^2}\right) \frac{1}{\sqrt{[1 + \text{CNR}^{-1}(z)^2] [1 + \text{CNR}^{-1}(z + \Delta z)^2]}} \\ & - \frac{1}{2\Delta z^2} \frac{1}{\text{SNR}(z + \Delta z)\text{SNR}(z)} \frac{\text{CNR}^{-1}(z)^2}{1 + \text{CNR}^{-1}(z)^2} \end{aligned} \quad 101$$

L'estimateur du coefficient d'extinction, son biais et son écart type sont maintenant comparés aux résultats des simulations.

6.5) Validité des expressions

6.5.1) Estimateur du coefficient d'extinction et biais de l'estimateur

6.5.1.1) Validation de la puissance rétrodiffusée simulée

La validation de l'estimateur du coefficient d'extinction se fait par l'intermédiaire de la fonction $U(z)$ qui correspond au logarithme de la puissance rétrodiffusée corrigée de l'altitude ($U(z) = \ln[z^2 P(z)]$). Le profil de cette fonction doit être une droite qui se superpose à celle obtenue avec l'équation 85 et son coefficient directeur doit être le coefficient d'extinction. Pour réaliser cette comparaison, les simulations pour les différents couples coefficient d'extinction / coefficient de rétrodiffusion sont répétées 10 000 fois. La fonction $U(z)$ et la pente de la courbe sont calculées pour chaque itération puis elles sont moyennées. Quatre exemples sont tracés sur la Figure 46, ces exemples correspondent aux distributions déjà étudiées précédemment, à savoir les distributions n°1, n°6, n°10 et n°20 dont les paramètres sont :

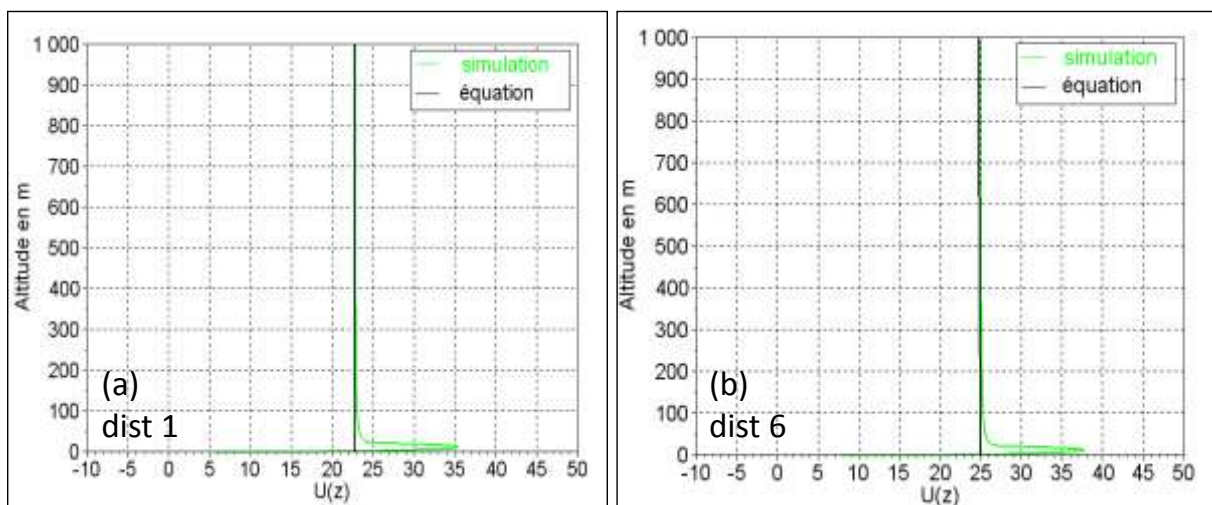
- Distribution n°1 : $\beta = 3,09.10^{-8} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 5,90.10^{-6} \text{ m}^{-1}$ et $W = 6,89.10^{-5} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°6 : $\beta = 3,00.10^{-7} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 1,37.10^{-4} \text{ m}^{-1}$ et $W = 1,17.10^{-3} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°10 : $\beta = 2,50.10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 3,18.10^{-3} \text{ m}^{-1}$ et $W = 2,64.10^{-2} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°20 : $\beta = 9,20.10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 1,54.10^{-2} \text{ m}^{-1}$ et $W = 1,26.10^{-1} \text{ g.m}^{-1}$

Sur les premières dizaines de mètres, l'impulsion laser transparait. Puis les courbes correspondant aux résultats des simulations (en vert) tendent à se superposer à la droite d'équation 85 (en noir). Cependant, les courbes ne se superposent pas directement après l'impulsion laser, nous observons comme une « zone tampon » entre les deux. Cela risque d'entraîner une mesure erronée du coefficient d'extinction sur ces altitudes. Les résultats pour ces quatre distributions sont représentatifs de ceux obtenus pour l'ensemble des distributions.

6.5.1.2) Biais dû à la faible altitude de mesure

La première idée sur la cause de ce biais est la faible altitude à laquelle le calcul est réalisé. En effet, l'équation 85 est obtenue en faisant l'hypothèse que la décroissance en $1/z^2$ varie faiblement dans le volume atmosphérique éclairé par l'impulsion. Or il semble qu'à faible altitude, cette hypothèse ne soit plus vraie. Pour vérifier cela, je calcule la puissance rétrodiffusée avec l'équation 79. L'intégrale est approchée par deux méthodes, la méthode de Simpson et la méthode de la quadrature de Gauss. La Figure 47 montre le profil de la puissance rétrodiffusée en noir avec l'équation 85, en bleu avec la méthode de Simpson et en rouge avec la méthode de quadrature de Gauss pour une altitude allant jusqu'à 5 000 m (a) et en zoomant jusqu'à 1 000 m (b).

Sur les deux figures, la courbe obtenue à partir de l'équation 85 est en dessous des deux courbes obtenues avec les deux autres méthodes. Cependant, la courbe de l'équation 85 est sous les deux autres à basses altitudes et se rapproche lorsque l'altitude augmente. Cela confirme que l'hypothèse sur la décroissance faible en $1/z^2$ ne peut pas être faite à basses altitudes. Par conséquent, l'erreur observée sur les courbes de la Figure 46 est effectivement due à l'hypothèse que la décroissance en $1/z^2$ varie peu sur le volume de l'atmosphère éclairée par l'impulsion laser.



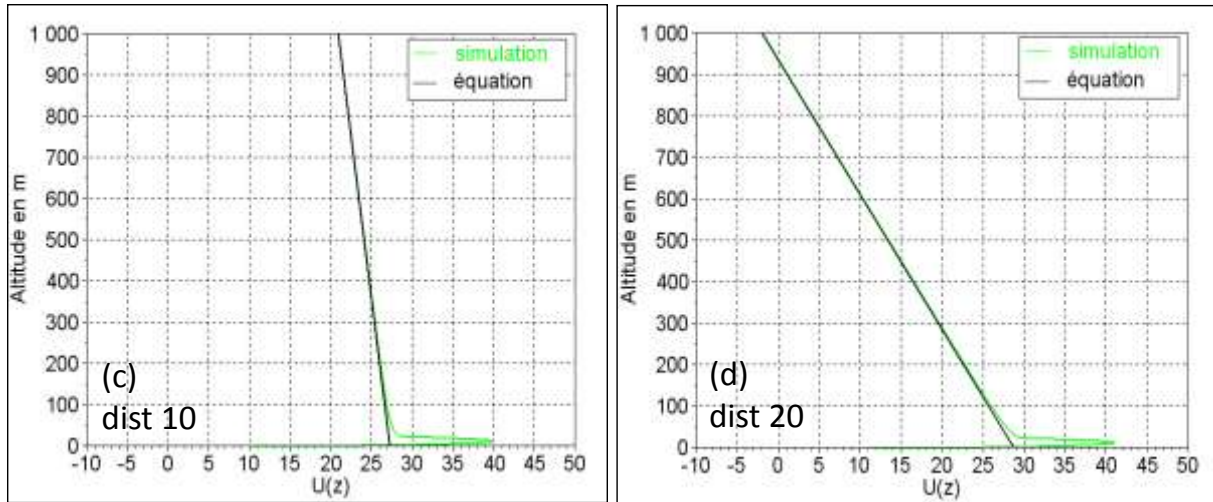


Figure 46 : Profil de $U(z)$ obtenu par la simulation (en vert) et calculé avec l'équation 85 (en noir) pour les distributions $n^{\circ}1$ (a), $n^{\circ}6$ (b), $n^{\circ}10$ (c) et $n^{\circ}20$ (d)

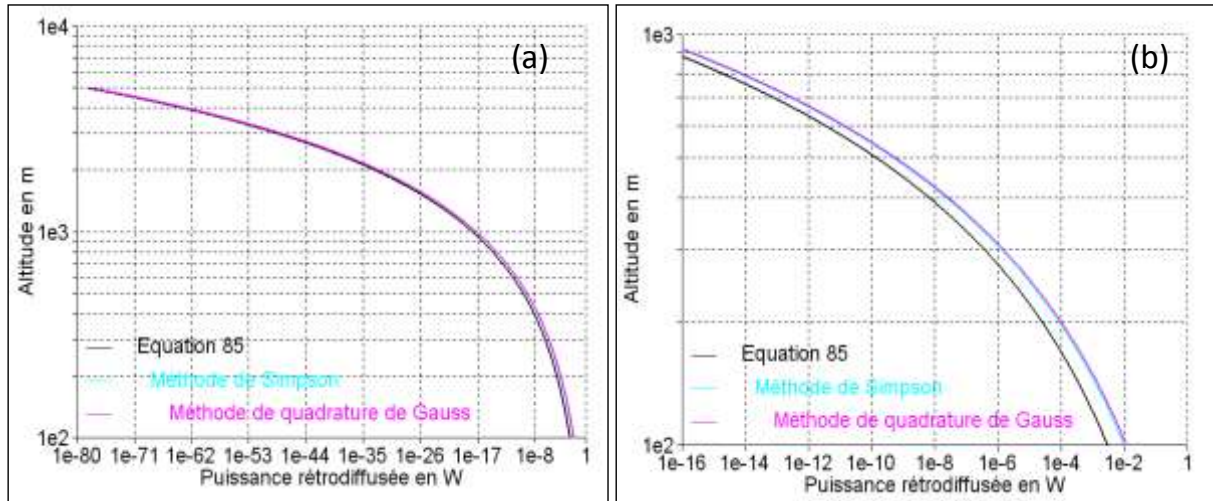


Figure 47 : Profil de la puissance rétrodiffusée ; en noir à partir de l'équation 85, en bleu par la méthode de Simpson et en rouge par la méthode de Gauss jusqu'à 5 000 m sur la figure (a) et jusqu'à 1 000 m (b)

6.5.1.3) Correction du biais dû à la faible altitude de mesure

Puisque l'origine du biais est due à l'hypothèse sur la décroissance en $1/z^2$, intuitivement une correction peut être obtenue en changeant le terme en $1/z^2$ dans l'expression de la puissance rétrodiffusée (équation 85) par une fonction $f(z)$; qui tendrait vers z^2 à haute altitude. De plus, cette expression serait valable à basses comme à hautes altitudes. Cela donne l'expression de la puissance rétrodiffusée suivante :

$$P(z) = \frac{C_1 K_{opt}}{2f(z)} T^2(z) \beta(z) \quad 102$$

Pour obtenir cette fonction $f(z)$, une simulation a été réalisée avec un coefficient d'extinction nul et un coefficient de rétrodiffusion dont la valeur est 1. Cette dernière est appelée « *simulation de référence* ». L'équation de la puissance rétrodiffusée ne dépend donc plus que de l'altitude et ne renvoie plus que l'information sur l'interaction entre l'impulsion laser et l'altitude. Ainsi la fonction $f(z)$ est l'inverse de la puissance rétrodiffusée obtenue avec la « *simulation de référence* ». Donc pour corriger la puissance rétrodiffusée obtenue avec les simulations, il faut utiliser l'expression de $U_c(z)$:

$$U_c(z) = \ln[f(z)P(z)] \quad 103$$

En pratique, une mesure à l'horizontale permettrait d'obtenir la fonction $f(z)$. Bien entendu, il faut toujours que la fonction tende vers z^2 à longue portée.

Pour vérifier l'opportunité de cette correction, le profil de $U_c(z)$ est tracé sur la Figure 48 pour les quatre mêmes distributions que précédemment. Ce profil doit être une droite similaire à celle obtenue à l'aide de l'équation 85 et dont le coefficient directeur est le coefficient d'extinction.

Les profils de $U_c(z)$ obtenus par simulation sont des droites qui se superposent aux profils de l'équation 85 excepté sur les premiers mètres où apparaît encore un résidu de l'impulsion laser. Là encore, les résultats de ces quatre distributions sont représentatifs de l'ensemble des distributions.

6.5.2) Biais de l'estimateur du coefficient d'extinction

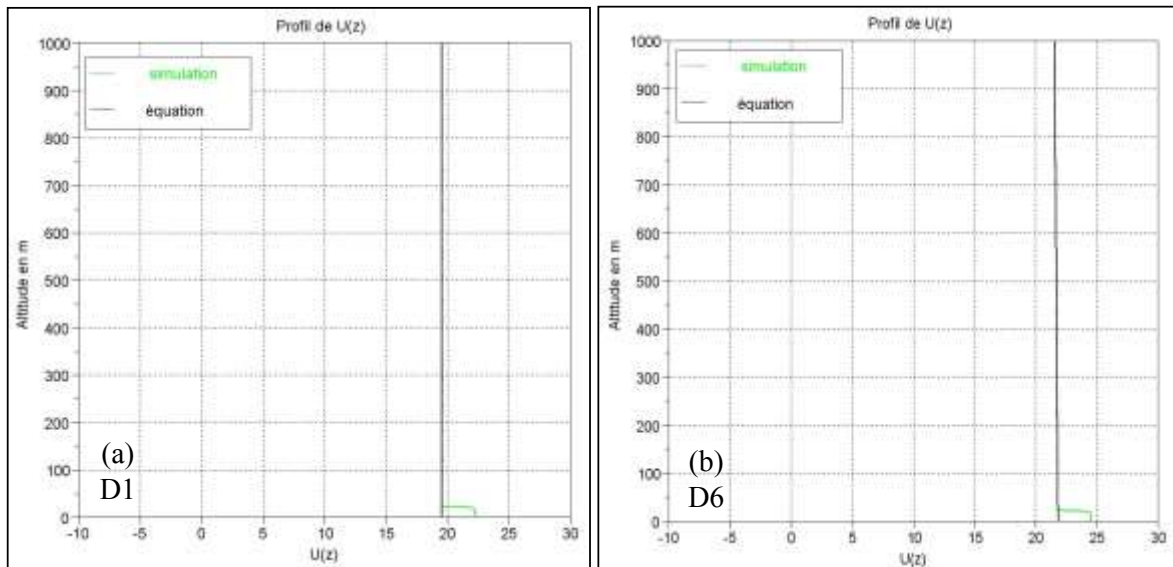
Pour comparer le biais de l'estimateur obtenu avec les simulations et celui obtenu grâce à l'approximation analytique (rappelée ci-dessous), les simulations utilisées ne prennent en compte ni le chatoiement, ni le bruit de grenaille.

6.5.2.1) Sans la correction pour les petites altitudes

L'approximation analytique du biais de l'estimateur du coefficient d'extinction est rappelée ici (équation 89) :

$$\xi = -\frac{1}{2dz} \left(\ln \left[\frac{(z + \Delta z)^2}{z^2} \right] + \ln \left[\int_0^\infty g^2(y-z) \frac{\exp(-2\alpha y)}{(y + \Delta z)^2} dy \right] - \ln \left[\int_0^\infty g^2(x-z) \frac{\exp(-2\alpha x)}{x^2} dx \right] \right)$$

La valeur du biais obtenu avec les simulations doit être identique à celle calculée avec l'équation ci-dessus. Pour vérifier cela, les biais obtenus des deux façons sont comparés dans le Tableau 10.



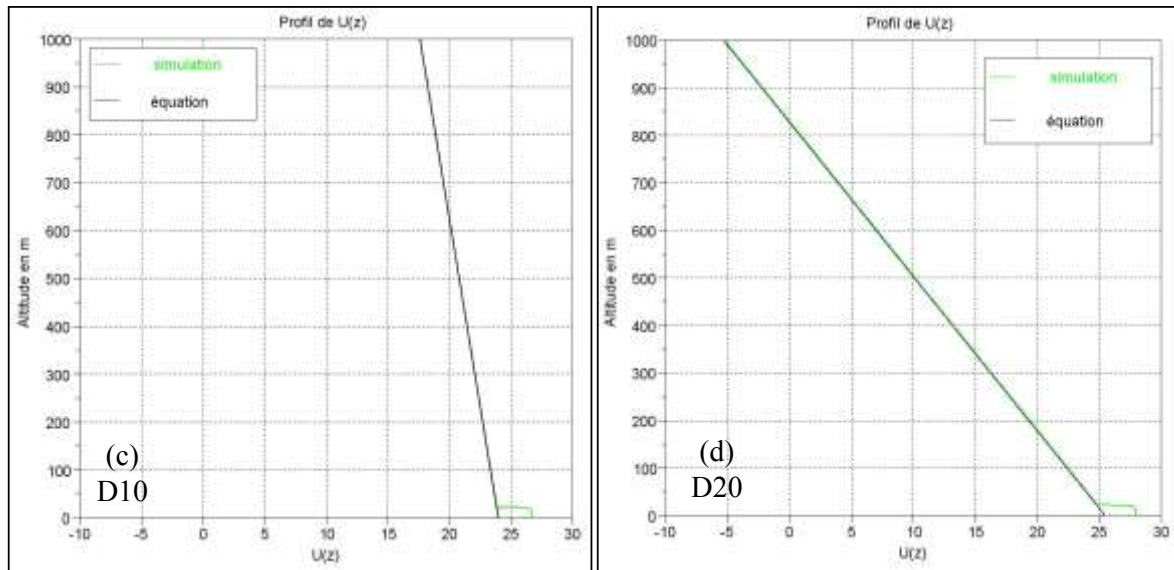


Figure 48 : Profil de $U_c(z)$ obtenu avec les simulations (en vert) et calculé avec l'équation 85 pour les distributions n°1 (a), n°6 (b), n°10 (c) et n°20 (d)

Altitude (en m)	Distribution 1		Distribution 6		Distribution 10		Distribution 20	
	Sim.	Eq.	Sim.	Eq.	Sim.	Eq.	Sim.	Eq.
100	$1,22.10^{-3}$	$1,01.10^{-3}$	$1,22.10^{-3}$	$1,01.10^{-3}$	$1,22.10^{-3}$	$1,01.10^{-3}$	$1,23.10^{-3}$	$1,03.10^{-3}$
250	$1,95.10^{-4}$	$1,80.10^{-4}$	$1,95.10^{-4}$	$1,80.10^{-4}$	$1,95.10^{-4}$	$1,81.10^{-4}$	$1,97.10^{-4}$	$1,84.10^{-4}$
500	$4,64.10^{-5}$	$4,46.10^{-5}$	$4,64.10^{-5}$	$4,46.10^{-5}$	$4,65.10^{-5}$	$4,48.10^{-5}$	$4,70.10^{-5}$	$4,55.10^{-5}$
750	$2,03.10^{-5}$	$1,98.10^{-5}$	$2,03.10^{-5}$	$1,98.10^{-5}$	$2,04.10^{-5}$	$1,99.10^{-5}$	$2,06.10^{-5}$	$2,02.10^{-5}$
1000	$1,15.10^{-5}$	$1,13.10^{-5}$	$1,15.10^{-5}$	$1,13.10^{-5}$	$1,16.10^{-5}$	$1,14.10^{-5}$	$1,17.10^{-5}$	$1,15.10^{-5}$

Tableau 10 : Valeurs du biais de l'estimateur du coefficient d'extinction pour 100, 250, 500, 750 et 1000 m et pour les distributions n°1, n°6, n°10 et n°20

L'expression 89 donne des résultats proches de ceux obtenus avec les simulations. Cette approximation est donc correcte. Lorsque le coefficient d'extinction augmente, la concordance entre les deux biais augmente légèrement. Pour l'ensemble des distributions ; c'est-à-dire quel que soit le coefficient d'extinction, la concordance s'améliore avec l'augmentation de l'altitude.

6.5.2.2) Avec la correction pour les petites altitudes

L'approximation analytique du biais de l'estimateur du coefficient d'extinction prenant en compte la correction appliquée pour les petites altitudes est :

$$\xi = -\frac{1}{2dz} \left(\ln \left[\frac{f(z + \Delta z)^2}{f(z)^2} \right] + \ln \left[\int_0^\infty g^2(y-z) \frac{\exp(-2\alpha y)}{(y + \Delta z)^2} dy \right] - \ln \left[\int_0^\infty g^2(x-z) \frac{\exp(-2\alpha x)}{x^2} dx \right] \right) \quad 104$$

La valeur du biais obtenu avec les simulations doit être identique à celle calculée avec l'équation ci-dessus. Pour vérifier cela, les biais obtenus des deux façons sont comparés dans le Tableau 11.

Altitude (en m)	Distribution 1		Distribution 6		Distribution 10		Distribution 20	
	Sim.	Eq.	Sim.	Eq.	Sim.	Eq.	Sim.	Eq.
100	$7,13.10^{-9}$	$8,77.10^{-7}$	$1,66.10^{-7}$	$1,06.10^{-6}$	$3,84.10^{-6}$	$5,33.10^{-6}$	$1,86.10^{-5}$	$2,25.10^{-5}$
250	$1,07.10^{-9}$	$6,13.10^{-8}$	$2,49.10^{-8}$	$9,22.10^{-8}$	$5,79.10^{-7}$	$8,09.10^{-7}$	$2,80.10^{-6}$	$3,69.10^{-6}$
500	$2,51.10^{-10}$	$7,49.10^{-9}$	$5,82.10^{-9}$	$1,50.10^{-8}$	$1,35.10^{-7}$	$1,89.10^{-7}$	$6,54.10^{-7}$	$8,86.10^{-7}$
750	$1,09.10^{-10}$	$2,23.10^{-9}$	$2,53.10^{-9}$	$5,53.10^{-9}$	$5,87.10^{-8}$	$8,19.10^{-8}$	$2,84.10^{-7}$	$3,89.10^{-7}$
1000	$6,17.10^{-11}$	$9,82.10^{-10}$	$1,43.10^{-9}$	$2,86.10^{-9}$	$3,33.10^{-8}$	$4,64.10^{-8}$	$1,61.10^{-7}$	$2,21.10^{-7}$

Tableau 11 : Valeurs du biais de l'estimateur du coefficient d'extinction prenant en compte la correction pour les petites altitudes pour 100, 250, 500, 750 et 1000 m et pour les distributions n°1, n°6, n°10 et n°20

Le biais calculé via l'approximation analytique est presque 10 fois plus grand que celui obtenu via la distribution n°1. Pour la distribution n°6, l'approximation a tendance à surestimer l'erreur obtenue via la simulation, mais plus l'altitude augmente, plus elle se rapproche de la valeur simulée. Pour les distributions n°10 et n°20, la concordance entre les deux biais est bonne. L'estimation du biais pourrait sembler moins bonne que précédemment, mais le biais étant beaucoup plus petit, il se peut que nous soyons à la limite de la précision numérique des calculs. Comme nous l'avons vu précédemment, plus le coefficient d'extinction est grand, meilleure est la concordance entre les deux biais.

6.5.3) Ecart-type de l'estimateur du coefficient d'extinction

6.5.3.1) Seul le chatoisement est considéré

L'approximation analytique de la variance de l'estimateur du coefficient d'extinction quand le chatoisement est le seul bruit considéré est rappelée ici (équation 97) :

$$\langle \alpha'(z)^2 \rangle = \frac{1}{2\Delta z^2 N_T m_t} \left[1 - \exp\left(\frac{-8\Delta z^2}{\tau_{imp}^2 c^2}\right) \right]$$

La valeur trouvée à l'aide des simulations doit être la même que celle calculée avec l'équation 97. L'écart type étudié est celui existant entre les 10 000 valeurs du coefficient d'extinction calculées pour chaque couple coefficient d'extinction / coefficient de rétrodiffusion. Une comparaison peut être effectuée entre les résultats obtenus par le calcul et ceux obtenus par les simulations pour chaque distribution et pour des altitudes allant de 48 m à 993 m par pas de 9 m.

Pour calculer numériquement l'écart type de l'estimateur, il suffit de prendre la racine carrée de la variance. De plus, pour effectuer la comparaison, il est nécessaire de prendre les mêmes valeurs pour les différents paramètres que celles utilisées pour les simulations. Les valeurs des paramètres instrumentaux sont celles données au début de cette partie. Ainsi l'écart type de l'estimateur estimé à l'aide de l'équation 97 est de $7,63.10^{-4} \text{ m}^{-1}$.

L'écart type de l'estimateur obtenu grâce aux simulations est analysé pour chacune des vingt distributions différentes. Les valeurs de l'écart type pour chacun de ces cas se situent autour de la valeur moyenne $7,76.10^{-4} \text{ m}^{-1}$ avec un écart-type de $5,47.10^{-6} \text{ m}^{-1}$.

Les valeurs obtenues avec les simulations et par calcul sont proches. En effet, le calcul avec l'équation 97 donne une erreur relative moyenne de l'ordre **1,74 %**.

6.5.3.2) Chatolement et bruit sont pris en compte

L'approximation analytique de la variance j et par les simulations pour chaque distribution et pour des altitudes allant de 48 m à 993 m par pas de 9 m. Le profil de l'écart type du coefficient d'extinction est donc tracé pour les distributions n°10 et n°20 sur la Figure 49.

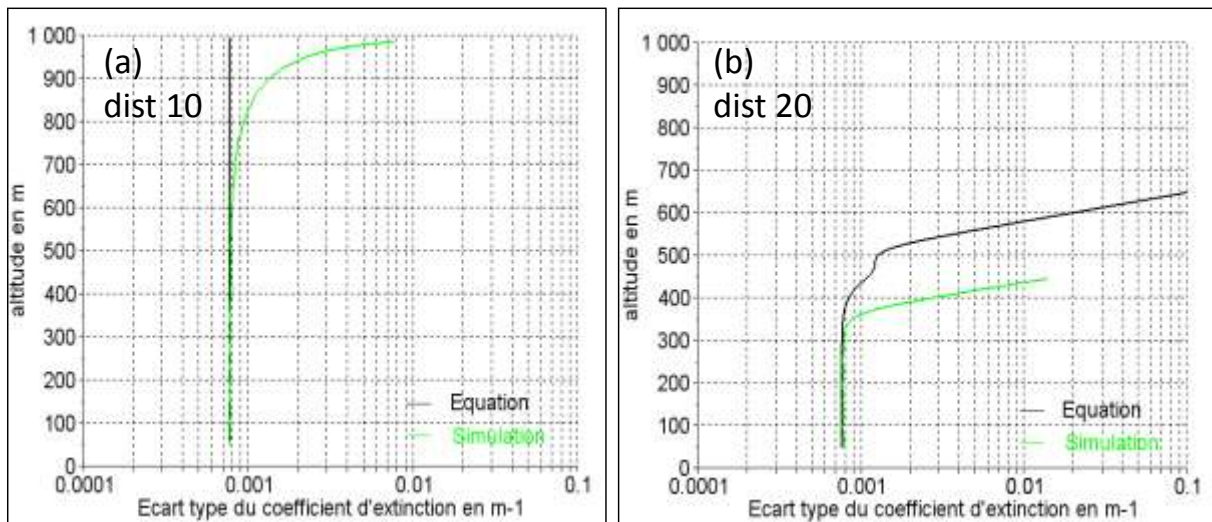


Figure 49 : Profil de l'estimateur de la variance du coefficient d'extinction obtenu via les simulations et par calcul à partir de l'équation 101 pour les distributions n°10 et n°20

Pour les deux distributions, les courbes se superposent à basses altitudes, et ce jusqu'à une altitude dépendant de la distribution. La valeur de l'écart type sur cette plage est celle obtenue dans le cas où seul le chatolement est pris en compte, car pour ces altitudes, le signal dépasse suffisamment le bruit pour que ce dernier soit négligeable. Donc l'écart-type est au minimum de $7,63.10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Les coefficients d'extinction des distributions n°1 et n°6 sont respectivement de $5,90.10^{-6} \text{ m}^{-1}$ et de $1,37.10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Donc l'écart-type pour ces distributions ne renvoie aucune information, c'est la raison pour laquelle il n'y a pas de tracé pour ces deux distributions. De plus, cela implique qu'aucune mesure de coefficient d'extinction ne pourra être réalisée dans ces brouillards, la première granulométrie pour laquelle des mesures pourront être réalisées est la distribution n°8 ($\alpha = 1,06.10^{-3} \text{ m}^{-1}$).

Les distributions n°8 à n°10 (inclus) donnent toutes des résultats similaires. Puis les distributions suivantes ont des résultats de la même forme que pour la distribution n°20.

6.6) Conclusion

Les résultats fournis par le simulateur sont conformes aux attentes. Ce dernier peut donc être utilisé pour générer des signaux rétrodiffusés par un brouillard dans le but d'analyser la capacité d'un lidar à effectuer des mesures dans un tel environnement.

Les premiers résultats ont montré un biais à petites altitudes. L'hypothèse selon laquelle la décroissance en $1/z^2$ varie faiblement dans le volume atmosphérique éclairé par l'impulsion n'est pas valable à petite altitude et crée ce biais. Une correction a été proposée et validée, elle pourra donc être testée sur les simulations.

Le biais et l'écart-type de l'estimateur du coefficient d'extinction sont correctement définis. En effet, les expressions analytiques de ces deux paramètres donnent des résultats cohérents avec les valeurs obtenues par l'intermédiaire des simulations. De plus, la valeur minimale de l'écart type a été déterminée, elle est d'environ $7,63 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Cela implique que tout coefficient d'extinction inférieur à cette valeur minimale ne pourra être mesuré, c'est-à-dire en ce qui concerne nos distributions aucune mesure ne peut être déduite des distributions n°1 à n°7 inclus (mais elles correspondent à des contenus en eau liquide très faibles, le brouillard est à peine formé).

Nous avons vu dans l'étude sur la détection directe (chapitre 3) que ces lidars offraient une portée suffisante pour des brouillards plus légers (correspondant ici aux distributions 6 et 10). Nous pourrions ainsi envisager de réaliser des mesures à l'aide de ce type d'instrument pour les brouillards plus légers, par exemple en éteignant l'oscillateur local pendant une certaine durée.

Chapitre 7.

Résultats des simulations

Dans ce chapitre, les profils du coefficient d'extinction calculés à partir des simulations sont analysés. Pour cela, les simulations sont obtenues avec les paramètres instrumentaux donnés au début du chapitre précédent et de coefficients d'extinction et de rétrodiffusion constants. Contrairement aux simulations utilisées dans le chapitre précédent, elles prennent en compte le bruit de grenaille de l'oscillateur local. Comme précédemment, j'utilise 10 000 puissances rétrodiffusées différentes pour chaque distribution, chacune des puissances enregistrées représente 10 000 tirs lidars moyennés. Les simulations utilisées en exemple dans ce chapitre sont les distributions n°8, n°10, n°15 et n°20. Leurs paramètres sont :

- Distribution n°8 : $\beta = 1,50 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 1,06 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ et $W = 9,72 \cdot 10^{-3} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°10 : $\beta = 2,50 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 3,18 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ et $W = 2,64 \cdot 10^{-2} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°15 : $\beta = 1,02 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 9,56 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ et $W = 6,59 \cdot 10^{-2} \text{ g.m}^{-1}$
- Distribution n°20 : $\beta = 9,20 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 1,54 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ et $W = 1,26 \cdot 10^{-1} \text{ g.m}^{-1}$

Les caractéristiques de l'instrument pour lesquels les simulations sont réalisées sont les mêmes que précédemment. L'énergie du laser vaut donc 80 mJ, sa longueur d'onde est de 10,6 μm et son impulsion à une largeur à mi-hauteur de 50 ns. Le télescope a un rayon de 20 cm et le rendement quantique du détecteur est de 0,7. Le rendement hétérodyne est constant de 0,2, ce qui signifie que je me place dans le cas d'un instrument focalisé à l'infini.

Dans un premier temps, les profils du coefficient d'extinction sont tracés sans apporter une seule correction. Dans un deuxième temps, j'étudie l'impact de la correction pour les petites altitudes proposée dans le chapitre précédent. Je propose, dans un troisième temps, une seconde correction que j'applique sur les simulations dans deux cas ; pour le premier la correction pour les petites altitudes n'est pas appliquée et pour le second elle l'est. Enfin une comparaison de l'effet des trois corrections est réalisée.

7.1) Sans correction

Le coefficient d'extinction est calculé pour chacune des 10 000 puissances rétrodiffusées enregistrées puis les coefficients obtenus sont moyennés sur 5 000 puis sur 10 000 tirs. Sur la Figure 50, les profils des coefficients d'extinction moyens sont comparés à la valeur réelle du coefficient d'extinction pour les quatre simulations dont les paramètres sont donnés ci-dessus.

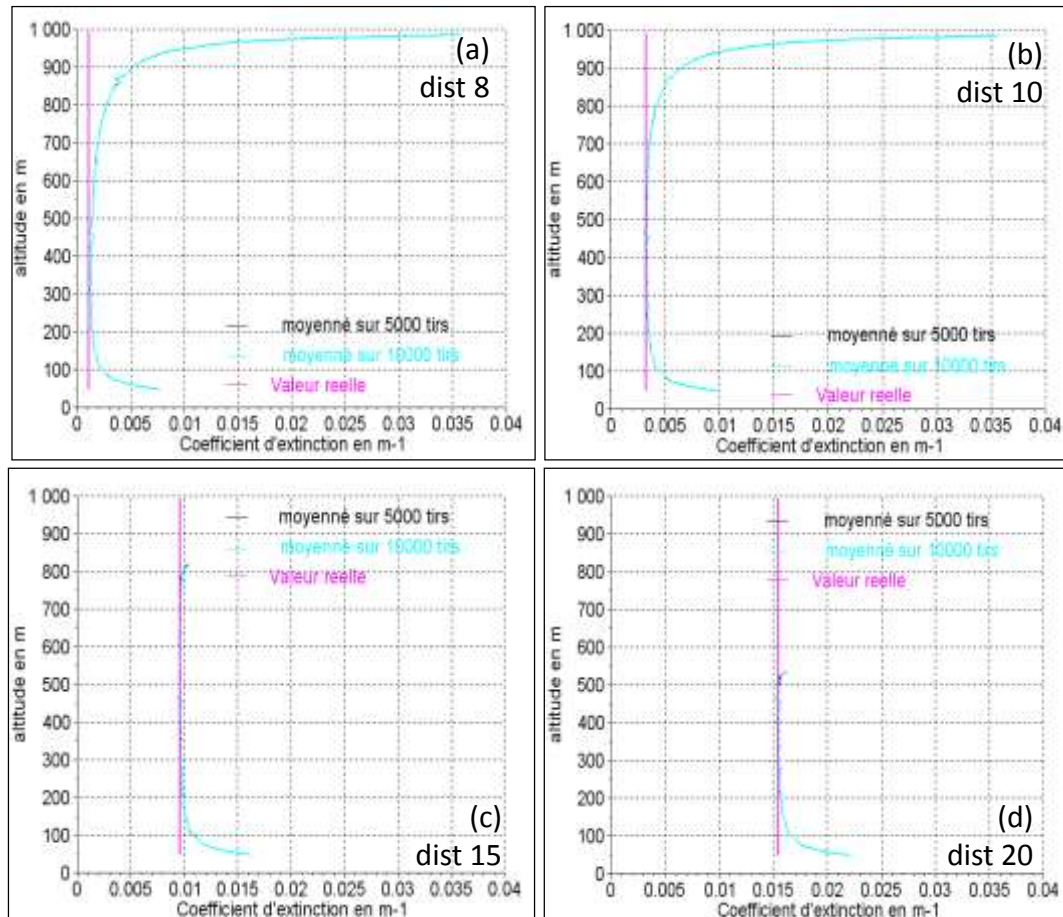


Figure 50 : Profil du coefficient d'extinction obtenu avec les simulations et moyenné sur 5 000 tirs en noir, moyenné sur 10 000 tirs en bleu ciel comparé à la valeur réelle du coefficient d'extinction en rose, pour les distributions n°8 (a), n°10 (b), n°15 (c) et n°20 (d)

Sur les quatre figures, le biais constaté et expliqué précédemment aux petites altitudes (chap. 9, 9.5.1) est parfaitement visible. En effet, pour l'ensemble des distributions ces profils peuvent être séparés en trois étapes. Tout d'abord, sur les premières centaines de mètres, le coefficient d'extinction est surestimé, mais se rapproche de la valeur attendue quand l'altitude augmente. Ensuite, jusqu'à une altitude dépendant de la valeur du coefficient, l'estimateur semble correcte. Enfin, au-delà d'une certaine altitude le coefficient diminue rapidement quand l'altitude augmente. De plus, le coefficient d'extinction n'est plus mesuré au-delà d'une certaine altitude qui diminue avec l'augmentation de la valeur du coefficient.

Afin de comparer plus précisément le coefficient d'extinction mesuré à celui attendu, les résultats pour les quatre distributions et pour tous les 100 m de 100 à 900 m sont regroupés

dans le Tableau 12. Les coefficients moyennés 5 000 fois et ceux moyennés 10 000 fois sont donnés pour chaque distribution.

Altitude (en m)	Distribution 8 $\alpha = 1,06.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 10 $\alpha = 3,18.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 15 $\alpha = 9,56.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 20 $\alpha = 1,54.10^{-2} \text{ m}^{-1}$	
	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000
100	$2,35.10^{-3}$	$2,34.10^{-3}$	$4,48.10^{-3}$	$4,48.10^{-3}$	$1,09.10^{-2}$	$1,08.10^{-2}$	$1,67.10^{-2}$	$1,67.10^{-2}$
200	$1,37.10^{-3}$	$1,36.10^{-3}$	$3,45.10^{-3}$	$3,45.10^{-3}$	$9,81.10^{-3}$	$9,83.10^{-3}$	$1,57.10^{-2}$	$1,57.10^{-2}$
300	$1,45.10^{-3}$	$1,44.10^{-3}$	$3,46.10^{-3}$	$3,46.10^{-3}$	$9,81.10^{-3}$	$9,83.10^{-3}$	$1,57.10^{-2}$	$1,57.10^{-2}$
400	$1,40.10^{-3}$	$1,40.10^{-3}$	$3,34.10^{-3}$	$3,34.10^{-3}$	$9,71.10^{-3}$	$9,72.10^{-3}$	$1,56.10^{-2}$	$1,56.10^{-2}$
500	$1,38.10^{-3}$	$1,38.10^{-3}$	$3,26.10^{-3}$	$3,26.10^{-3}$	$9,59.10^{-3}$	$9,58.10^{-3}$	$1,55.10^{-2}$	$1,55.10^{-2}$
600	$1,69.10^{-3}$	$1,69.10^{-3}$	$3,44.10^{-3}$	$3,44.10^{-3}$	$9,68.10^{-3}$	$9,69.10^{-3}$		
700	$2,01.10^{-3}$	$1,99.10^{-3}$	$3,59.10^{-3}$	$3,59.10^{-3}$	$9,62.10^{-3}$	$9,64.10^{-3}$		
800	$2,64.10^{-3}$	$2,66.10^{-3}$	$4,09.10^{-3}$	$4,09.10^{-3}$	$9,87.10^{-3}$	$9,85.10^{-3}$		
900	$5,33.10^{-3}$	$5,31.10^{-3}$	$6,54.10^{-3}$	$6,54.10^{-3}$				

Tableau 12 : Valeurs du coefficient d'extinction moyennées sur 5 000 et 10 000 tirs lidars, et déduites des profils de la puissance rétrodiffusée pour les distributions n°8, n°10, n°15 et n°20 et pour plusieurs altitudes

La portée de l'instrument est inférieure à 1 000 m quelle que soit la distribution. En effet, pour la distribution n°8, la mesure est réalisée jusqu'à 985 m puis cette portée diminue avec l'augmentation de la valeur du coefficient d'extinction jusqu'à ne plus atteindre que 535 m pour la distribution n°20. En d'autres mots, plus grand est le coefficient d'extinction, plus courte est la portée de l'instrument. De plus, l'estimation est meilleure quand le coefficient est grand. En revanche, moyenniser le coefficient d'extinction sur 5 000 ou 10 000 tirs lidars n'a que très peu d'influence sur la valeur obtenue.

Nous souhaitons obtenir une précision de 10 % sur la mesure. Or, pour les distributions 8 et 9 ($\alpha = 1,06.10^{-3} \text{ m}^{-1}$ et $\alpha = 1,16.10^{-3} \text{ m}^{-1}$), la précision demandée n'est obtenue que pour quelques altitudes. Pour des coefficients plus grands, j'obtiens la précision demandée sur une fenêtre presque continue qui va de 200 m à 660 m pour la plus petite (correspondant à la distribution 10 : $\alpha = 3,18.10^{-3} \text{ m}^{-1}$) jusqu'à aller de 110 m à 820 m pour la plus grande (distribution 15 : $\alpha = 9,56.10^{-3} \text{ m}^{-1}$). En effet, quand le coefficient d'extinction augmente, la taille de la fenêtre augmente jusqu'à la distribution 15 puis diminue. Pour la distribution 20, elle s'étend de 100 m à 530 m.

7.2) Résultats de la correction pour les petites altitudes

Dans cette partie, j'applique la correction pour les petites altitudes (Chap. 9, 9.5.3.1) à la puissance rétrodiffusée de 10 000 puissances rétrodiffusées enregistrées pour chaque distribution. Le coefficient d'extinction est calculé pour chacun de ces signaux puis les coefficients obtenus sont moyennés sur 5 000 puis sur 10 000 tirs. Sur la Figure 51, les profils des coefficients d'extinction moyens sont comparés à la valeur réelle du coefficient d'extinction pour les quatre distributions sélectionnées comme exemple.

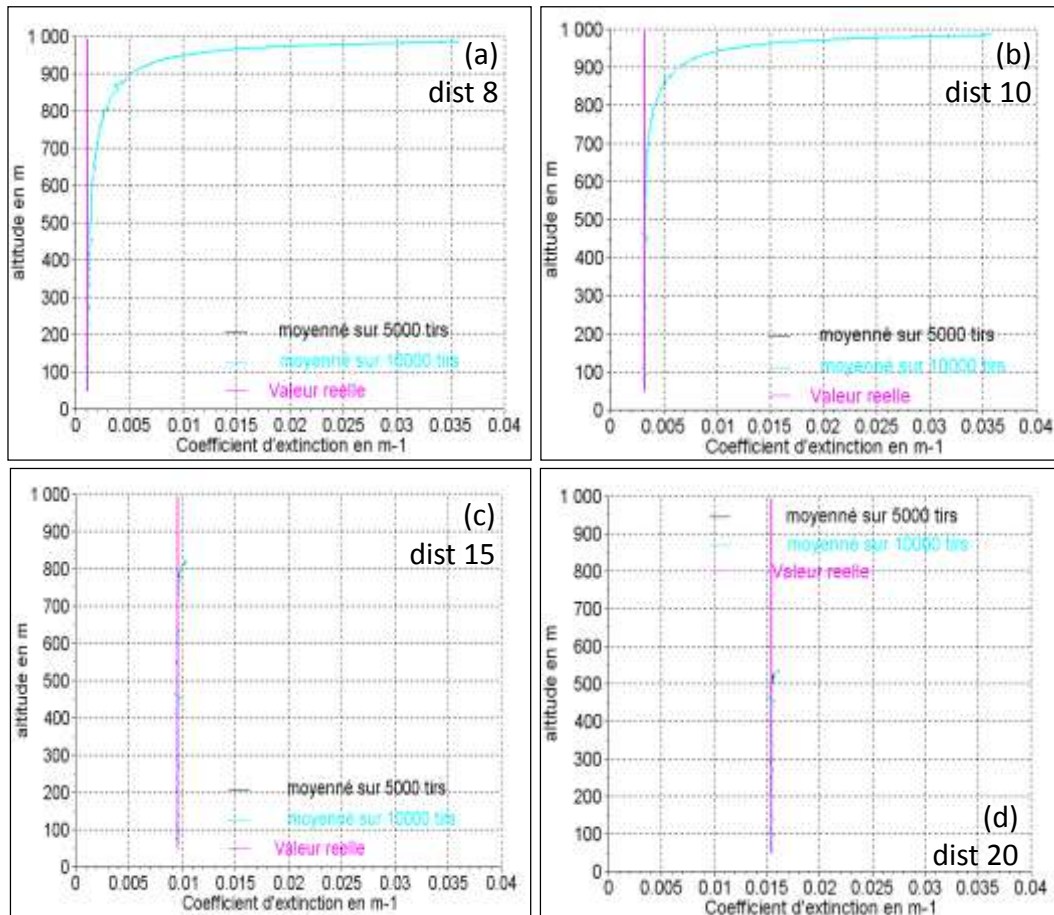


Figure 51 : Profil du coefficient d'extinction obtenu avec les simulations en appliquant la correction pour les petites altitudes et moyenné sur 5 000 tirs en noir, moyenné sur 10 000 tirs en bleu ciel comparé à la valeur réelle du coefficient d'extinction en rose, pour les distributions n°8 (a), n°10 (b), n°15 (c) et n°20 (d)

Les quatre exemples ci-dessus sont bien représentatifs des différentes distributions. La correction n'est apportée que sur les petites altitudes, donc logiquement il n'y a qu'à ces altitudes que la valeur du coefficient d'extinction est modifiée. Cette correction donne de bons résultats, en effet les deux courbes semblent superposées dès les premières altitudes auxquelles la mesure est effectuée.

Afin de comparer plus précisément le coefficient d'extinction mesuré à celui attendu, les résultats pour les quatre distributions et pour tous les 100 m de 100 à 900 m sont regroupés dans le Tableau 13. Les coefficients moyennés 5 000 fois et ceux moyennés 10 000 fois sont donnés pour chaque distribution.

Altitude (en m)	Distribution 8 $\alpha = 1,06.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 10 $\alpha = 3,18.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 15 $\alpha = 9,56.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 20 $\alpha = 1,54.10^{-2} \text{ m}^{-1}$	
	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000
100	$1,12.10^{-3}$	$1,12.10^{-3}$	$3,25.10^{-3}$	$3,24.10^{-3}$	$9,63.10^{-3}$	$9,62.10^{-3}$	$1,55.10^{-2}$	$1,55.10^{-2}$
200	$1,07.10^{-3}$	$1,07.10^{-3}$	$3,15.10^{-3}$	$3,16.10^{-3}$	$9,52.10^{-3}$	$9,53.10^{-3}$	$1,54.10^{-2}$	$1,54.10^{-2}$
300	$1,32.10^{-3}$	$1,31.10^{-3}$	$3,33.10^{-3}$	$3,33.10^{-3}$	$9,68.10^{-3}$	$9,70.10^{-3}$	$1,55.10^{-2}$	$1,56.10^{-2}$
400	$1,33.10^{-3}$	$1,33.10^{-3}$	$3,27.10^{-3}$	$3,28.10^{-3}$	$9,64.10^{-3}$	$9,65.10^{-3}$	$1,55.10^{-2}$	$1,55.10^{-2}$
500	$1,33.10^{-3}$	$1,40.10^{-3}$	$3,21.10^{-3}$	$3,21.10^{-3}$	$9,54.10^{-3}$	$9,54.10^{-3}$	$1,55.10^{-2}$	$1,54.10^{-2}$
600	$1,66.10^{-3}$	$1,65.10^{-3}$	$3,41.10^{-3}$	$3,41.10^{-3}$	$9,65.10^{-3}$	$9,66.10^{-3}$		
700	$1,98.10^{-3}$	$1,97.10^{-3}$	$3,57.10^{-3}$	$3,57.10^{-3}$	$9,59.10^{-3}$	$9,62.10^{-3}$		
800	$2,62.10^{-3}$	$2,64.10^{-3}$	$4,07.10^{-3}$	$4,07.10^{-3}$	$9,85.10^{-3}$	$9,83.10^{-3}$		
900	$5,31.10^{-3}$	$5,30.10^{-3}$	$6,53.10^{-3}$	$6,54.10^{-3}$				

Tableau 13 : Valeurs du coefficient d'extinction moyennées sur 5 000 et 10 000 tirs lidars, et déduites des profils de la puissance rétrodiffusée corrigés pour les distributions n°8, n°10, n°15 et n°20 et pour plusieurs altitudes

Les résultats sont effectivement meilleurs à basses altitudes et ceux jusqu'à environ 400 m. Les remarques dans le cas précédent sont toujours valables, à savoir un grand coefficient d'extinction est mieux estimé, plus l'altitude augmente, moins bonne est l'estimation et moyenner sur 10 000 ne donne pas de meilleur résultat que de moyenner sur 5 000.

Comme précédemment, j'obtiens la précision demandée sur une fenêtre dont la taille augmente lorsque le coefficient d'extinction augmente jusqu'à la distribution 14 puis diminue. Pour les distributions 8 et 9, la plage qui va de 50 m à environ 320 m, n'est pas continue. Pour la distribution 14, la précision demandée est obtenue de 50 m à 850 m et pour la distribution 20, elle va de 50 m à 530 m.

7.3) Seconde correction

La seconde correction utilise les approximations analytiques du biais de l'estimateur du coefficient d'extinction (expressions 89 et 103 pages 125 et 131). Pour réaliser cette correction, je suppose que le coefficient d'extinction qui est calculé à partir des simulations avec ou sans correction pour les petites altitudes est relativement proche de sa valeur réelle (à 10^{-3} m^{-1} près). J'ai donc créé deux abaques en calculant le biais avec chacune des deux expressions analytiques pour des coefficients d'extinction allant de 0 à $15.10^{-2} \text{ m}^{-1}$ par pas de $0,1.10^{-2} \text{ m}^{-1}$ pour chaque altitude à laquelle le coefficient d'extinction est calculé à partir des simulations.

La correction est réalisée de la façon suivante, le coefficient d'extinction obtenu via les simulations (avec ou sans correction) est multiplié par la puissance de 10^3 puis il est arrondi à l'entier. J'ajoute 1 pour obtenir le numéro de colonne correspondant à la valeur du coefficient arrondi (la première colonne correspondant à 0). Enfin, je retire le biais obtenu à la valeur du coefficient d'extinction pour chaque altitude. Le biais est retiré plutôt qu'ajouté, car le

coefficient d'extinction obtenu avec les distributions a davantage tendance à surestimer la valeur réelle.

7.3.1) Sans prendre en compte la correction pour les petites altitudes

Dans cette partie, j'utilise la puissance rétrodiffusée de 10 000 signaux pour chaque distribution sans aucune correction et l'abaque obtenu avec l'équation 89. Le coefficient d'extinction est calculé pour chaque puissance rétrodiffusée puis les coefficients obtenus sont moyennés sur 5 000 puis sur 10 000 tirs. Sur la Figure 52, les profils des coefficients d'extinction moyens sont comparés à la valeur réelle du coefficient d'extinction pour les quatre distributions sélectionnées comme exemple.

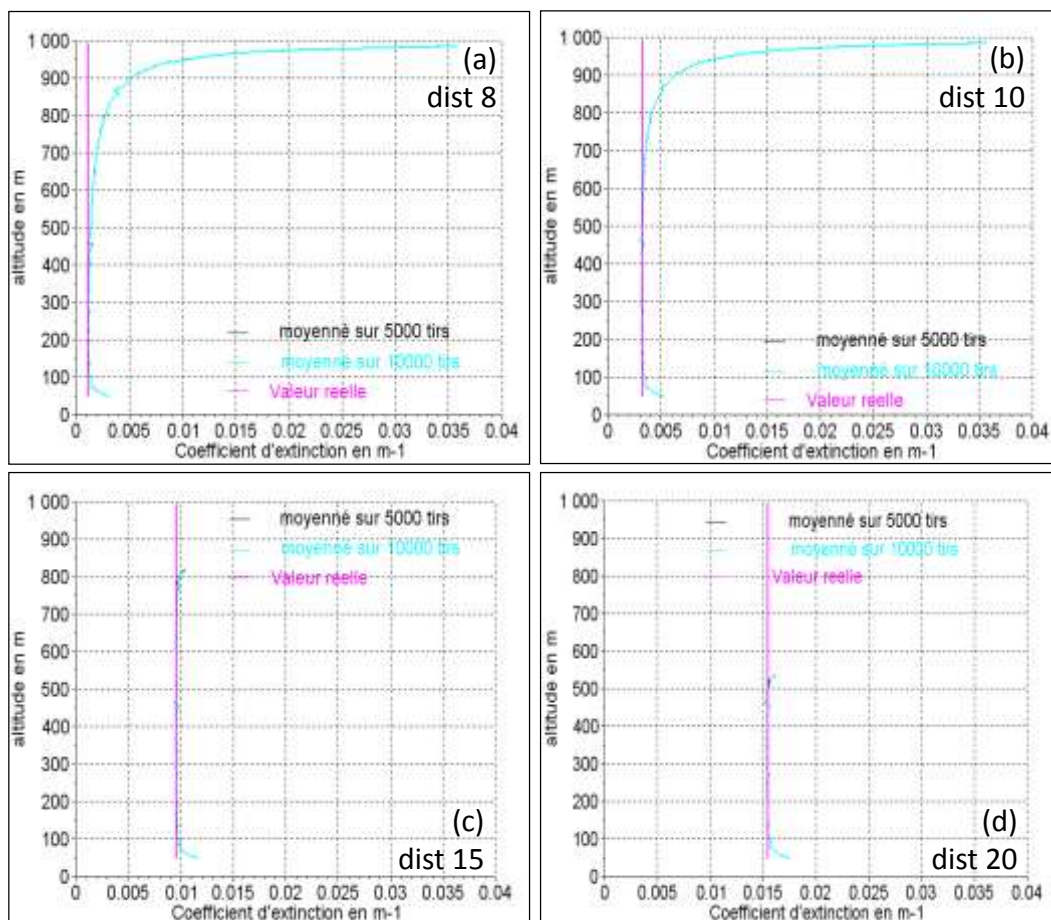


Figure 52 : Profil du coefficient d'extinction obtenu avec les simulations en appliquant la seconde correction et moyenné sur 5 000 tirs en noir, moyenné sur 10 000 tirs en bleu ciel comparé à la valeur réelle du coefficient d'extinction en rose, pour les distributions n°8 (a), n°10 (b), n°15 (c) et n°20 (d)

Cette correction apporte une amélioration à la valeur du coefficient d'extinction. Sur les courbes ci-dessus, il semble que la correction soit plus efficace à basse altitude.

Afin de comparer plus précisément le coefficient d'extinction mesuré et corrigé à celui attendu, les résultats pour les quatre distributions et pour tous les 100 m de 100 à 900 m sont regroupés dans le Tableau 14. Les coefficients moyennés 5 000 fois et ceux moyennés 10 000 fois sont donnés pour chaque distribution.

Altitude (en m)	Distribution 8 $\alpha = 1,06.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 10 $\alpha = 3,18.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 15 $\alpha = 9,56.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 20 $\alpha = 1,54.10^{-2} \text{ m}^{-1}$	
	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000
100	$1,32.10^{-3}$	$1,31.10^{-3}$	$3,45.10^{-3}$	$3,44.10^{-3}$	$9,81.10^{-3}$	$9,81.10^{-3}$	$1,46.10^{-2}$	$1,56.10^{-2}$
200	$1,10.10^{-3}$	$1,09.10^{-3}$	$3,17.10^{-3}$	$3,18.10^{-3}$	$9,54.10^{-3}$	$9,55.10^{-3}$	$1,54.10^{-2}$	$1,54.10^{-2}$
300	$1,33.10^{-3}$	$1,32.10^{-3}$	$3,34.10^{-3}$	$3,34.10^{-3}$	$9,69.10^{-3}$	$9,70.10^{-3}$	$1,56.10^{-2}$	$1,56.10^{-2}$
400	$1,33.10^{-3}$	$1,33.10^{-3}$	$3,27.10^{-3}$	$3,28.10^{-3}$	$9,64.10^{-3}$	$9,65.10^{-3}$	$1,55.10^{-2}$	$1,55.10^{-2}$
500	$1,33.10^{-3}$	$1,33.10^{-3}$	$3,21.10^{-3}$	$3,22.10^{-3}$	$9,54.10^{-3}$	$9,54.10^{-3}$	$1,55.10^{-2}$	$1,54.10^{-2}$
600	$1,66.10^{-3}$	$1,65.10^{-3}$	$3,41.10^{-3}$	$3,41.10^{-3}$	$9,65.10^{-3}$	$9,66.10^{-3}$		
700	$1,98.10^{-3}$	$1,97.10^{-3}$	$3,57.10^{-3}$	$3,57.10^{-3}$	$9,59.10^{-3}$	$9,62.10^{-3}$		
800	$2,62.10^{-3}$	$2,64.10^{-3}$	$4,07.10^{-3}$	$4,07.10^{-3}$	$9,85.10^{-3}$	$9,83.10^{-3}$		
900	$5,31.10^{-3}$	$5,30.10^{-3}$	$6,53.10^{-3}$	$6,54.10^{-3}$				

Tableau 14 : Valeurs du coefficient d'extinction corrigées avec l'abaque moyennées sur 5 000 et 10 000 tirs lidars, et déduites des profils de la puissance rétrodiffusée pour les distributions n°8, n°10, n°15 et n°20 et pour plusieurs altitudes

La correction donne effectivement de meilleurs résultats, en particulier à basse altitude même si elle n'égale pas la correction précédente. Les remarques précédentes concernant l'influence de l'altitude, de la valeur du coefficient d'extinction et le « moyennage » sont toujours valables.

Comme précédemment, j'obtiens la précision demandée sur une fenêtre dont la taille augmente lorsque le coefficient d'extinction augmente jusqu'à la distribution 14 puis diminue. Pour les distributions 8 et 9, la plage qui va de 150 m à environ 320 m, n'est pas continue. Pour la distribution 14, la précision demandée est obtenue de 65 m à 870 m et pour la distribution 20, elle va de 60 m à 535 m.

7.3.2) Avec la correction pour les petites altitudes

Dans cette partie, j'utilise la puissance rétrodiffusée de 10 000 signaux pour chaque distribution déjà corrigée pour les petites altitudes et l'abaque créé avec l'équation 103. Le coefficient d'extinction est calculé pour chaque puissance rétrodiffusée corrigée puis les coefficients obtenus sont moyennés sur 5 000 puis sur 10 000 tirs. Sur la Figure 53, les profils des coefficients d'extinction moyens sont comparés à la valeur réelle du coefficient d'extinction pour les quatre distributions sélectionnées comme exemple.

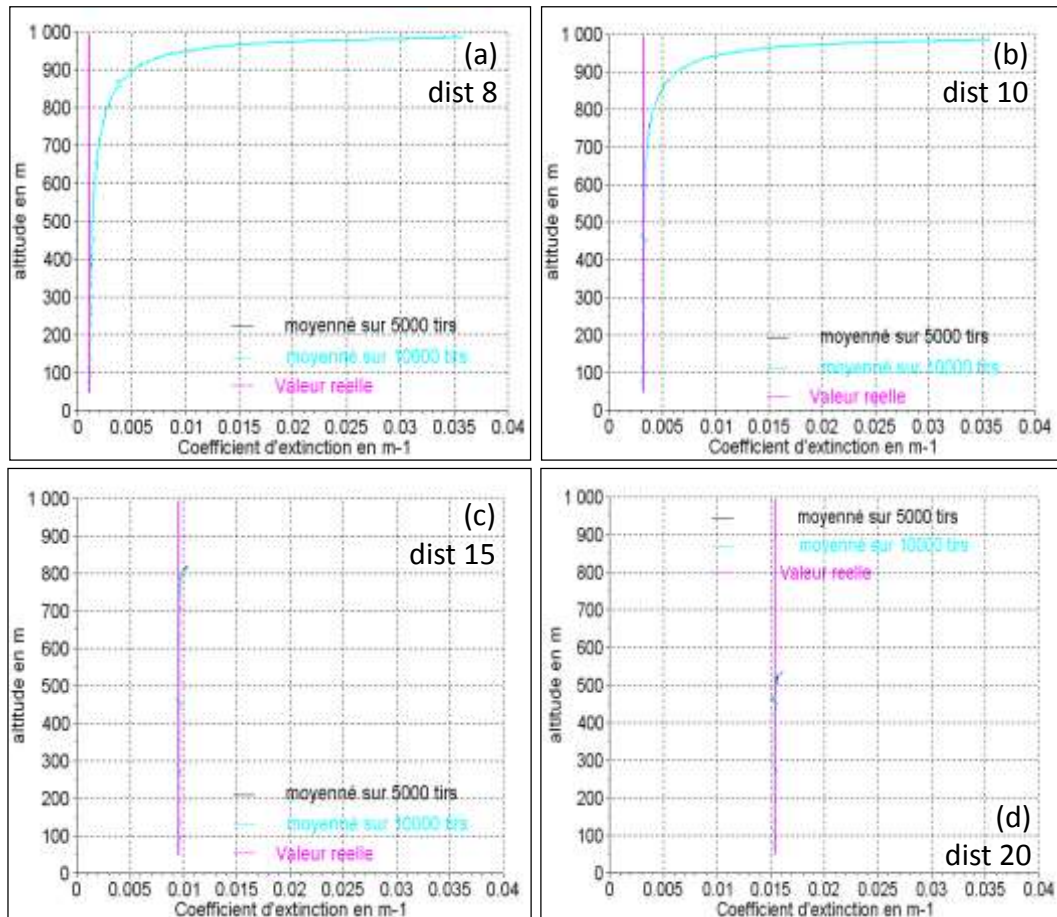


Figure 53 : Profil du coefficient d'extinction obtenu avec les simulations en appliquant à la fois la correction pour les petites altitudes et la seconde correction, et moyenné sur 5 000 tirs en noir, moyenné sur 10 000 tirs en bleu ciel comparé à la valeur réelle du coefficient d'extinction en rose, pour les distributions n°8 (a), n°10 (b), n°15 (c) et n°20 (d)

Sur les courbes ci-dessus, il est difficile d'observer une différence par rapport aux courbes de la Figure 51.

Afin de comparer plus précisément le coefficient d'extinction mesuré et corrigé à celui attendu, les résultats pour les quatre distributions et pour tous les 100 m de 100 à 900 m sont regroupés dans le Tableau 15. Les coefficients moyennés 5 000 fois et ceux moyennés 10 000 fois sont donnés pour chaque distribution.

Altitude (en m)	Distribution 8 $\alpha = 1,06.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 10 $\alpha = 3,18.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 15 $\alpha = 9,56.10^{-3} \text{ m}^{-1}$		Distribution 20 $\alpha = 1,54.10^{-2} \text{ m}^{-1}$	
	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000	x 5 000	x 10 000
100	1,12.10 ⁻³	1,11.10 ⁻³	3,25.10 ⁻³	3,23.10 ⁻³	9,61.10 ⁻³	9,61.10 ⁻³	1,54.10 ⁻²	1,54.10 ⁻²
200	1,07.10 ⁻³	1,07.10 ⁻³	3,15.10 ⁻³	3,16.10 ⁻³	9,52.10 ⁻³	9,53.10 ⁻³	1,54.10 ⁻²	1,54.10 ⁻²
300	1,32.10 ⁻³	1,31.10 ⁻³	3,33.10 ⁻³	3,33.10 ⁻³	9,68.10 ⁻³	9,70.10 ⁻³	1,55.10 ⁻²	1,55.10 ⁻²
400	1,33.10 ⁻³	1,33.10 ⁻³	3,27.10 ⁻³	3,28.10 ⁻³	9,64.10 ⁻³	9,65.10 ⁻³	1,55.10 ⁻²	1,55.10 ⁻²
500	1,33.10 ⁻³	1,33.10 ⁻³	3,21.10 ⁻³	3,21.10 ⁻³	9,54.10 ⁻³	9,54.10 ⁻³	1,55.10 ⁻²	1,54.10 ⁻²
600	1,66.10 ⁻³	1,65.10 ⁻³	3,41.10 ⁻³	3,41.10 ⁻³	9,65.10 ⁻³	9,66.10 ⁻³		
700	1,98.10 ⁻³	1,97.10 ⁻³	3,57.10 ⁻³	3,57.10 ⁻³	9,59.10 ⁻³	9,62.10 ⁻³		
800	2,62.10 ⁻³	2,64.10 ⁻³	4,07.10 ⁻³	4,07.10 ⁻³	9,85.10 ⁻³	9,83.10 ⁻³		
900	5,31.10 ⁻³	5,30.10 ⁻³	6,53.10 ⁻³	6,54.10 ⁻³				

Tableau 15 : Valeurs du coefficient d'extinction corrigées avec l'abaque moyennées sur 5 000 et 10 000 tirs lidars, et déduites des profils de la puissance rétrodiffusée corrigée pour les distributions n°8, n°10, n°15 et n°20 et pour plusieurs altitudes

L'ajout de la correction à l'aide de l'abaque à celle des petites altitudes ne semble pas apporter une amélioration sur l'estimation du coefficient d'extinction. Les remarques précédentes concernant l'influence de l'altitude, de la valeur du coefficient d'extinction et le « moyennage » sont toujours valables.

Comme précédemment, j'obtiens la précision demandée sur une fenêtre dont la taille augmente lorsque le coefficient d'extinction augmente jusqu'à la distribution 14 puis diminue. Pour les distributions 8 et 9, la plage qui va de 50 m à environ 320 m, n'est pas continue. La plage devient continue à partir de la distribution 10. Pour la distribution 14, la précision demandée est obtenue de 50 m à 870 m et pour la distribution 20, elle va de 60 m à 535 m.

Pour comparer plus clairement les trois corrections, les profils du coefficient d'extinction obtenu après chacune sont étudiés ensemble.

7.4) Comparaison des différentes corrections

Afin de comparer plus précisément les différentes corrections traitées ci-dessus le profil du coefficient d'extinction est tracé pour ces trois corrections sur un même graphique. Les exemples pour les quatre distributions n°8, n°10, n°15 et n°20 se trouvent sur la Figure 54.

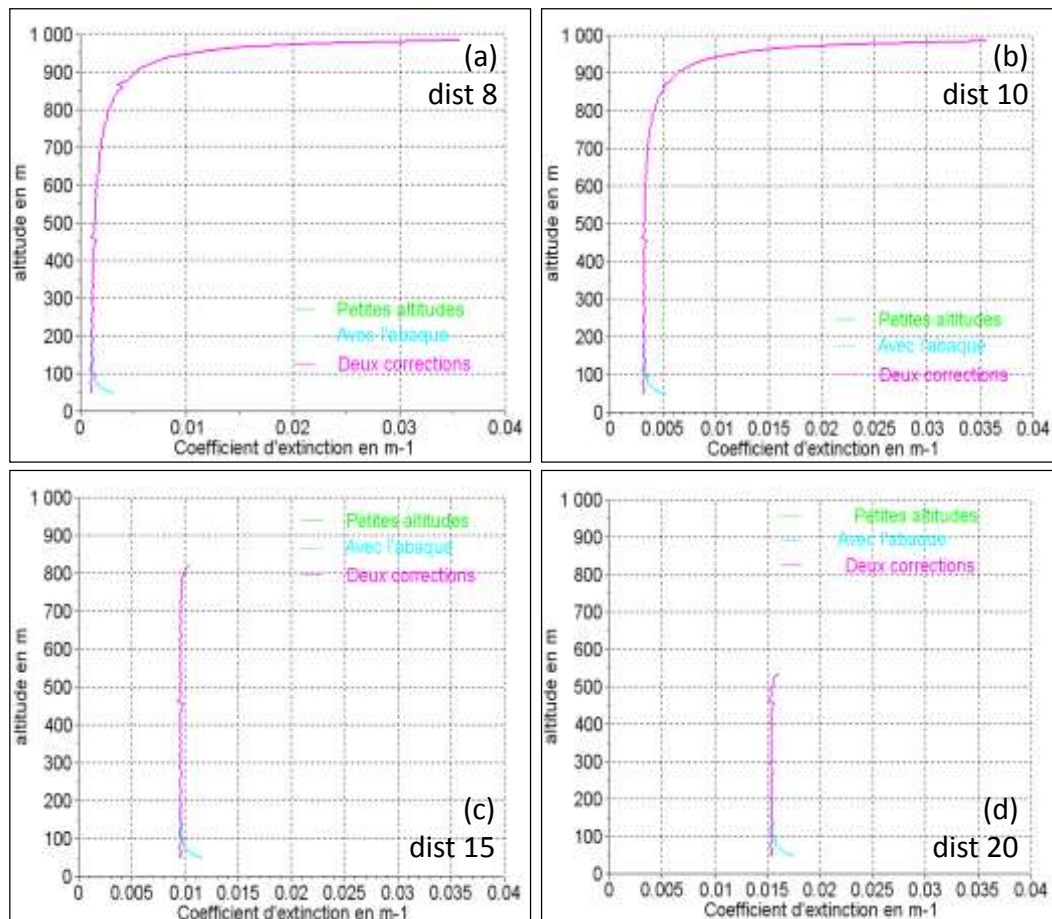


Figure 54 : Profil du coefficient d'extinction moyenné 5 000 fois obtenu avec les simulations en appliquant uniquement la correction pour les petites altitudes (en vert), uniquement la seconde correction avec l'abaque en bleu ciel et en appliquant les deux corrections en rose, pour les distributions n°8 (a), n°10 (b), n°15 (c) et n°20 (d)

La correction apportée par l'abaque seul est la moins bonne des trois. Entre les deux autres, il n'y a que peu de différence. Pour ce qui est de la précision, la correction apportée par l'abaque seul est la plus petite des trois. Cependant, cette fois nous observons une légère différence entre les deux autres corrections. En effet, celle combinant la correction pour les petites altitudes avec l'abaque donne une fenêtre légèrement plus grande que la correction pour les petites altitudes seules.

7.5) Conclusion

Le système présenté ici permet effectivement de mesurer le contenu en eau liquide sur la fenêtre nécessaire pour atteindre le sommet du brouillard. Nous avons vu également que la correction proposée dans le chapitre précédent pour éliminer le biais aux petites altitudes donne de bons résultats. De plus, une seconde correction a été proposée. Celle-ci est réalisée à l'aide d'un abaque, lui-même créé à partir de l'équation du biais donné dans le chapitre précédent. Cette seconde correction donne de bons résultats, mais elle est moins efficace que la première proposée. Une combinaison de ces deux corrections offre de bons résultats sur la précision de la mesure en alliant les effets de la première correction pour les plus petites

altitudes et les quelques mètres supplémentaires que fait gagner la seconde. Bien entendu si ces méthodes de correction donnent ici de bons résultats, elles seront quand même à éprouver avec des mesures réelles.

Partie III

Conclusions et Perspectives

Chapitre 8.

Conclusions et perspectives

8.1) Conclusions

Le travail présenté implique deux domaines de la science, la météorologie par l'intermédiaire de la mesure que nous souhaitons réaliser, et l'optique par l'intermédiaire de l'instrument de mesure. Il semble donc logique que deux études indépendantes l'une de l'autre aient été réalisées. La première s'intéressait au lien entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide, et la seconde à la capacité d'un lidar à effectuer des mesures à très courtes distances dans un milieu aussi dispersif que le brouillard.

Dans la première étude, j'ai repris et analysé les résultats présentés dans les articles de P. Chylek [15] et R. G. Pinnick [16]. J'ai utilisé pour cela des mesures récentes de granulométrie des gouttes d'eau dans le brouillard qui offrent l'avantage de mieux comptabiliser les grosses gouttes que chez mes prédécesseurs. L'objectif était donc de voir si la présence de grosses gouttes remettait en question l'existence dans le brouillard d'une relation linéaire entre le coefficient optique d'extinction et le contenu en eau liquide sur laquelle repose notre principe de mesure. J'ai pu confirmer la validité de cette relation dès lors que la longueur d'onde du lidar est choisie dans l'infrarouge thermique ($11\text{ }\mu\text{m}$). De manière plus précise, j'ai montré que la relation est valide tant que le rayon des gouttes d'eau reste inférieur à $13\text{ }\mu\text{m}$ (diamètre inférieur à $26\text{ }\mu\text{m}$), ce qui couvre a priori l'essentiel de la gamme des rayons contenus dans les brouillards.

Ces analyses ont été complétées par une étude sur l'impact de l'indice de réfraction des gouttelettes d'eau. En effet, ce dernier n'est pas bien connu à l'heure actuelle et, est par défaut supposé être celui de l'eau liquide. Or j'ai pu montrer que cette hypothèse n'était pas anodine. En effet, si l'indice de réfraction des gouttelettes est différent de celui de l'eau, cela peut avoir un impact sur la validité de la relation linéaire entre le coefficient d'extinction et le contenu en eau liquide. La relation semble être surtout sensible à la partie imaginaire de l'indice de réfraction et induirait des erreurs plutôt sur les faibles contenus en eau liquide. J'ai déterminé les limites à partir desquelles une différence d'indice aura un impact sensible.

Lorsque des mesures de l'indice de réfraction des gouttelettes d'eau seront disponibles, il sera nécessaire de vérifier dans quelle mesure il diffère de celui de l'eau liquide et impacte la mesure. Le cas échéant, il faudra étudier la possibilité d'apporter une correction pouvant contrer ce phénomène.

Dans la seconde étude, j'ai déterminé quel type de lidar était le plus approprié pour effectuer la mesure et j'ai évalué les paramètres instrumentaux permettant d'obtenir des mesures précises sur la fenêtre la plus grande possible.

Dans un premier temps, j'ai analysé les performances des lidars à détection directe et hétérodyne. J'ai ainsi montré que, contrairement à la détection directe, la détection hétérodyne permettrait d'atteindre la portée nécessaire à la mesure. En plus d'atteindre l'objectif de portée, les systèmes hétérodynes permettent de limiter l'impact de la diffusion multiple grâce à un champ de vue étroit. L'optimisation du système passe par un laser puissant dont la largeur de l'impulsion est égale la durée de la mesure, celle-ci étant la plus petite permise par la résolution exigée, et par la plus petite bande passante possible (l'inverse de la durée de l'impulsion laser). La précision de la mesure est essentiellement gouvernée par le nombre de tirs lasers accumulés qui, pour une résolution temporelle fixée (nous avons considéré 10 minutes) sera d'autant plus grande que le laser émet à haute cadence.

Dans un deuxième temps, j'ai exprimé le rendement hétérodyne pour les trois architectures lidars : monostatiques, coaxiaux et bistatiques. J'ai ainsi déterminé que les systèmes coaxiaux et bistatiques ont un rendement hétérodyne inférieur à celui d'une architecture monostatique (ou égal au point de focalisation). C'est donc cette dernière architecture qui est sélectionnée. Pour ce type de système, le rendement optimum répond aux conditions données par Frehlich et Kavaya [71], en ce qui concerne les relations entre les rayons et les focales. De plus, pour optimiser le rendement sur les premières centaines de mètres, des focales de 250 m et une petite pupille de réception de 3 cm de rayon semblent être un bon compromis.

Dans un troisième temps, j'ai créé un simulateur instrumental qui reproduit l'interaction entre l'impulsion laser du lidar et l'atmosphère. Les premières restitutions du coefficient d'extinction obtenues avec ce dernier ont montré que la technique habituelle de traitement du signal lidar induit un biais de mesure à très courte distance (sur les deux premières centaines de mètres environ). J'ai montré que ce biais était lié à l'hypothèse que la décroissance en $1/z^2$ varie faiblement dans le volume atmosphérique éclairé par l'impulsion. Cette dernière n'était, en effet, pas correcte à courte portée. J'ai proposé et validé une technique de correction du biais. J'ai également exprimé la valeur de l'écart-type et j'ai déterminé qu'il valait au minimum $7,63 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. Ce résultat implique qu'il sera impossible de mesurer des coefficients d'extinction inférieurs ou égaux à cette valeur, et difficile de mesurer des coefficients légèrement supérieurs (moins de 4 fois plus grand environ). Dans ce travail, je me suis concentrée sur des techniques de correction analytique, il serait intéressant de poursuivre l'étude des corrections qui peuvent être apportées aux systèmes. Pour cela, les techniques instrumentales existantes pourraient être étudiées afin d'analyser l'amélioration de la mesure obtenue avec ce type de système.

J'ai ensuite simulé les résultats qui seraient obtenus avec les treize distributions de taille qui donnaient un coefficient d'extinction supérieur à la valeur minimale de l'écart-type. Ces simulations m'ont permis de déterminer la fenêtre de mesure possible et de tester les corrections. Deux corrections ont été proposées, la première est celle permettant de contrer le biais à petites altitudes et la seconde, celle créée à partir de l'expression du biais du coefficient d'extinction estimé. Ces deux corrections se sont montrées efficaces. A basses altitudes, la première correction est particulièrement efficace et la seconde permet de gagner quelques mètres supplémentaires sur la fenêtre de mesure.

L'étude théorique a confirmé la possibilité d'effectuer une mesure du coefficient d'extinction sur une hauteur suffisante pour atteindre le sommet de la couche de brouillard. Cependant, une vérification empirique serait la bienvenue. Pour cela, il faut créer un prototype et réaliser des mesures en parallèle de mesures granulométriques. Cela permettrait d'éprouver le simulateur et les corrections de façon plus poussées.

8.2) Perspectives

Le travail présenté ici est resté sur un plan purement théorique. La partie expérimentale consistant à construire un prototype n'a pu être réalisée, les composants lidars sur lesquelles nous comptons n'ayant pu être remis en état de fonctionnement (il s'agissait de composants du lidar Doppler aéroporté WIND construit dans les années 90). Le prototype est donc toujours à réaliser. Nos résultats en donnent un premier dimensionnement. Cet instrument devra être déployé sur un site en parallèle avec des instruments de mesure granulométrique, afin d'effectuer une intercomparaison des mesures. Les données granulométriques seront utilisées pour obtenir les valeurs des coefficients d'extinction et de rétrodiffusion nécessaires pour faire tourner le simulateur instrumental créé au cours de cette thèse. Ainsi les profils de rétrodiffusion simulés pourront être comparés à ceux obtenus avec le prototype. Il pourra être intéressant dans un premier temps de réaliser des mesures horizontales et de placer plusieurs systèmes de mesure granulométrique le long du trajet de mesure du lidar. Ces mesures permettront notamment d'éprouver le simulateur.

D'un autre côté, il faudra surveiller toute nouvelle information sur la chimie des gouttelettes d'eau des brouillards. Ainsi, l'analyse de l'influence de leur indice de réfraction sur la relation entre le contenu en eau liquide et le coefficient de rétrodiffusion pourra être complétée. Il faudrait connaître l'influence de l'indice de réfraction de l'aérosol servant de noyaux de condensation sur celui de la gouttelette d'eau en fonction de la taille de la gouttelette. En effet, les noyaux peuvent être insolubles ou se dissoudre en partie en contact de l'eau. Et pour ce dernier cas, nous pouvons supposer que plus la quantité d'eau est importante par rapport à la taille de l'aérosol, moins son indice de réfraction aura d'influence sur celui de la gouttelette.

ANNEXES

Annexe 1 : Lexique des symboles

A	la surface de l'optique collectrice (par exemple du télescope) (en m^2)
A_{sd}	un paramètre sans dimension donné par Measures (rayon du télescope sur rayon du faisceau laser en sortie du laser)
AMS	American Meteorological Society
a	le rayon de la sphère (en μm)
a_E	une constante expérimentale d'Eldridge
a_n	un des deux paramètres du champ diffusé de la théorie de Mie
B	la bande passante (en Hz)
b_E	une constante expérimentale d'Eldridge
b_n	un des deux paramètres du champ diffusé de la théorie de Mie
C_1	une constante de l'expression de la puissance rétrodiffusée
C_{rh}	une constante utilisée pour l'étude de rendement hétérodyne
\mathbf{c}	un vecteur arbitraire constant appelé vecteur pilote
c	la vitesse de la lumière dans le vide ($c = 3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$)
c_λ	la vitesse de la lumière dans le milieu considéré
c_a	le coefficient directeur de la courbe de tendance de l'efficacité d'absorption
c_e	le coefficient de la droite d'approximation du coefficient d'extinction
c_n	un des deux paramètres du champ interne de la théorie de Mie
CNR	Carrier to Noise Ratio
CNRM	Centre National de la Recherche Météorologique
D	la largeur spectrale du filtre optique (en m)
$D_L(R,r,\psi)$	la distribution de la puissance laser sur le plan de la cible
D_{sd}	un paramètre sans dimension donné par Measures (distance entre les télescopes sur le rayon du télescope)
D_{TR}	la distance entre l'émetteur et le récepteur
d	la distance entre les axes du télescope et du laser dans le plan de la cible
d_0	la distance entre le centre du laser et le centre du télescope
d_n	un des deux paramètres du champ interne de la théorie de Mie
\mathbf{E}	le champ électrique
E_0	l'énergie du laser (en mJ)
E_d	l'onde détectée par le photodétecteur
$\mathbf{E}_{i,i\theta,i\varphi}$	le champ électrique incident, sur l'axe θ , sur l'axe φ
$\mathbf{E}_{In,In\theta,In\varphi}$	le champ électrique interne, sur l'axe θ , sur l'axe φ
E_l	l'énergie de l'impulsion laser (en J)
$\mathbf{E}_{s, s\theta, s\varphi}$	le champ électrique diffusé, sur l'axe θ , sur l'axe φ

e	la charge de l'électron (en C)
$e_{B, T}$	le champ normalisé de l'oscillateur local rétropropagé, transmis
$e_{L, LO}$	le champ du laser, de l'oscillateur local
$e_{OL, r}$	l'amplitude de l'onde provenant de l'oscillateur local, de l'onde rétrodiffusée
$\hat{e}_{x, \theta, \varphi}$	les axes du champ électromagnétique
$F(R)$	le facteur de recouvrement
Fle_{Mie}	la fonction sous l'intégrale dans l'équation issue de la théorie de Mie pour l'extinction
Fle_{Chylek}	la fonction sous l'intégrale dans l'approximation de Chylek pour l'extinction
Fla_{Mie}	la fonction sous l'intégrale dans l'équation issue de la théorie de Mie pour l'absorption
Fla_{Chylek}	la fonction sous l'intégrale dans l'approximation de Chylek pour l'absorption
$F_{L, L, O, R, RE, T, TE}$	la distance focale du laser, focale de l'oscillateur local, de la lentille de réception, du récepteur effectif, de la lentille de transmission, du transmetteur effectif
$f(z)$	la fonction de correction pour les petites altitudes
$G(R)$	le facteur géométrique
G_d	le gain du détecteur
G_R	la fonction de Green
g	l'impulsion laser
GMME	G roupe de M étéorologie de M oyenne E chelle
H	le champ magnétique
$\mathbf{H}_{i, i\theta, i\varphi}$	le champ magnétique incident, sur l'axe θ , sur l'axe φ
$\mathbf{H}_{In, In\theta, In\varphi}$	le champ magnétique interne, sur l'axe θ , sur l'axe φ
$\mathbf{H}_{s, s\theta, s\varphi}$	le champ magnétique diffusé, sur l'axe θ , sur l'axe φ
HR	H umidité R elative
h	la constante de Planck (en $m^2.kg.s^{-1}$)
$h_n(x)$	la fonction de Hankel d'ordre n
i_b^2	la puissance du bruit
i_B^2	le bruit de grenaille lié à l'atmosphère
i_{dc}	la composante basse fréquence du courant à la sortie du détecteur
i_{het}^2	la puissance du signal rétrodiffusé
i_T^2	le bruit de Johnson aussi appelé bruit thermique
i_n^2	le bruit de grenaille lié au courant d'obscurité du photodétecteur
i_N	le courant d'obscurité du photodétecteur (en A)
i_g^2	le bruit de grenaille lié au signal rétrodiffusé
i_s^2	la puissance reçue par le photodétecteur
IR	I nfra R ouge
j_B	le rayonnement du champ moyen normalisé de l'oscillateur local rétropropagé
$j_n(x)$	la fonction de Bessel sphérique d'ordre n
j_R	le rayonnement du champ moyen normalisé du récepteur incohérent

j_T	le rayonnement du champ moyen normalisé du transmetteur
K	le facteur de performance du système lidar
K_{opt}	le coefficient de pertes dans les diverses optiques
K_p	le coefficient de proportionnalité
\mathbf{k}	le vecteur d'onde
k	le nombre d'onde (en m^{-1})
k_B	la constante de Boltzman (en J.K^{-1})
LIDAR	L ight D etection A nd R anging
LWC	L iquid W ater C ontent (Contenu en Eau Liquide)
M	un vecteur sphérique harmonique
M	le nombre d'échantillons sur la porte de mesure
m	l'indice de réfraction complexe de la sphère homogène considérée
m_{eau}	l'indice de réfraction de l'eau liquide
m_i	la partie imaginaire de l'indice de réfraction de l'eau liquide
m_r	la partie réelle de l'indice de réfraction de l'eau liquide
m_s	une constante de séparation
m_t	le nombre de tavelures temporelles
$m/2$	l'indice de réfraction de l'eau liquide dont la partie imaginaire est divisée par 2
m_{x2}	l'indice de réfraction de l'eau liquide dont la partie imaginaire est multipliée par 2
N	un vecteur sphérique harmonique
N	le nombre de particules rencontrées par unité de volume (m^{-3})
N_T	le nombre de tirs lidar moyennés
N_0	la concentration des gouttelettes (en cm^{-3})
n	le bruit
$n(r_g)$	la distribution de taille des gouttelettes
n_{max}	l'indice de troncature des sommes infinies de la théorie de Mie
n_k	le bruit
n_s	une constante de séparation
n_λ	l'indice de réfraction du milieu à la longueur d'onde donnée
$O(R)$	le facteur de recouvrement des champs de vue du récepteur et du transmetteur
ONISR	O bservatoire N ational I nterministériel de la S écurité R outière
OL	O scillateur L ocal
\vec{p}	les coordonnées transverses de la cible
$P(R)$	la puissance optique rétrodiffusée (en W)
$P(t)$	la puissance rétrodiffusée (en photon.s^{-1})
$P'(z)$	les fluctuations de la puissance
$\overline{P}(z)$	la moyenne de la puissance du signal
P_n	la puissance du bruit
P_{OL}	la puissance de l'OL
P_R	la puissance rétrodiffusée intégrée sur la surface du récepteur
P_{rm}	la puissance rétrodiffusée moyennée

P_s	la puissance du signal hétérodyne
P_t	la puissance totale reçue par le télescope
Q_{abs}	l'efficacité d'absorption
Q_b	l'efficacité de rétrodiffusion
Q_{ext}	l'efficacité d'extinction
Q_{qcq}	l'efficacité d'extinction, de diffusion, d'absorption ou de rétrodiffusion
Q_{sca}	l'efficacité de diffusion
q	le rendement quantique du photodétecteur
R	la distance entre l'émetteur et le récepteur, et la particule diffusante (en m)
R_c	la résistance de charge du photodétecteur (en Ω)
R_{cible}	l'altitude de la cible (en m)
R_f	le rayonnement de fond du brouillard
R_{max}	le plus grand rayon des gouttelettes choisi
R_R	la distance du télescope de réception à la cible
R_T	la distance du télescope de transmission à la cible
R_λ	le rayonnement détecté par le lidar par unité de surface du télescope (en $W.m^{-2}$)
\mathbf{r}	le vecteur rayon
r	une coordonnée polaire
r_{pv}	le déplacement radial du point visé dans le plan de la cible à partir de l'axe du télescope
r_d	la position à laquelle on se place sur le récepteur
r_g	le rayon de la gouttelette pour laquelle la distribution est calculée (en μm)
r_M	le rayon défini comme un paramètre maximum sous lequel le coefficient d'extinction peut être approché par une droite
re	le rayon des particules considérées (en m)
r_T	le rayon du cercle du champ de vue des optiques de réception dans le plan de la cible
r_{tel}	le rayon du télescope
r_0	le rayon central du mode des particules considérées (en μm)
SNR	Signal to Noise Ratio
S_D	la surface du détecteur
s	le signal hétérodyne
s_k	le signal utile
s_{qcq}	la section efficace d'extinction, de diffusion, d'absorption ou de rétrodiffusion
s_{sd}	un paramètre sans dimension donné par Measures (séparation entre les axes des télescopes sur le rayon du télescope)
SODAR	SOund Detection And Ranging
$T(R,\lambda)$	la transmission atmosphérique
T_c	la température (en $^{\circ}C$),
t_{AR}	le temps mis pour faire un aller-retour (en s)
t_{imp}	les instants pour lesquels l'impulsion est calculée (en s)
$U(z)$	le logarithme de la puissance corrigée de l'altitude

$U_c(z)$	le logarithme de la puissance corrigée de l'altitude avec la correction pour les petites altitudes
\vec{u}	les coordonnées transverses dans le plan du télescope de transmission
$V(P_{OL}, P_R)$	le facteur du rapport de puissance P_r/P_{OL}
\vec{v}	les coordonnées transverses dans le plan du télescope de réception
$W(R)$	le rayon du faisceau laser à l'altitude z
W_R	la fonction de transfert de la lentille de réception
W_T	la fonction de transfert de la lentille de transmission
W_0	le rayon du faisceau en sortie du laser
w	le contenu en eau liquide (en kg.m^{-3})
x	le paramètre de taille
x_M	le paramètre de taille défini comme un paramètre maximum sous lequel le coefficient d'extinction peut être approché par une droite
(x_P, y_P, z_P)	le système de coordonnées du plan cible
(x_R, y_R, z_R)	le système de coordonnées du plan du récepteur
(x_T, y_T, z_T)	le système de coordonnées du plan du transmetteur
y_n	une fonction de Bessel du second ordre
z	l'altitude (en m)
z_d	la coordonnée du détecteur suivant l'axe Oz
z_n	une des fonctions de Bessel
z_{sd}	un paramètre sans dimension donné par Measures
$\alpha(z, \lambda)$	le coefficient d'extinction (en m^{-1})
$\hat{\alpha}$	l'estimateur du coefficient d'extinction
α_{qcq}	un coefficient pouvant correspondre au coefficient d'extinction, de diffusion, d'absorption ou de rétrodiffusion (en m^{-1})
$\beta(R, \lambda)$	le coefficient de rétrodiffusion (en m^{-1})
$\Gamma_p(z, \Delta z)$	une fonction de corrélation
$\Gamma_{pn}(z, \Delta z)$	une fonction de corrélation avec le bruit de grenaille de l'OSCILLATEUR LOCAL
γ	le rendement hétérodyne
Δz	la distance entre deux mesures (en m)
δ	la fonction de Kronecker
δ_i	l'angle d'inclinaison entre les axes du laser et du télescope
ε	la permittivité
ε_0	la constante diélectrique du vide (en F.m^{-1})
η_s	le rendement système
η_d	le rendement quantique du détecteur
θ	une coordonnée polaire
θ_d	le demi-angle de divergence du laser
θ_t	le champ de vue du télescope (en rad)
θ_S	l'angle de visée du récepteur

$\kappa(x)$	la fonction des paramètres atmosphériques
λ_v	la longueur d'onde dans le vide (en m)
λ	la longueur d'onde (en m)
μ	la perméabilité (en kg.m.A ⁻² .s ⁻²)
μ_l	la perméabilité de la sphère (en kg.m.A ⁻² .s ⁻²)
ν	la fréquence du rayonnement incident (en Hz)
ν_{imp}	la fréquence de l'impulsion laser (en Hz),
$\xi(R,r,\psi)$	la probabilité que le rayonnement à partir d'une position \vec{r} dans le plan de la cible atteigne le détecteur à l'altitude R
ξ	le biais de l'estimateur
ξ_c	le biais de l'estimateur avec la correction pour les petites altitudes
$\rho(t'-t)$	la fonction de corrélation de l'impulsion laser
ρ_{H2O}	la densité de l'eau (en kg.m ⁻³)
ρ_{sd}	un paramètre sans dimension donné par Measures (séparation entre les axes des télescopes sur le rayon du télescope)
σ	la variation de taille des gouttelettes
σ_{BE}	le rayon en 1/e du champ gaussien de l'oscillateur local rétropropagé
σ_{BT}	le rayon en 1/e du champ gaussien transmis
σ_{abs}	le coefficient d'absorption (en m ⁻¹)
σ_L	le rayon en 1/e du champ gaussien du laser
σ_{LO}	le rayon en 1/e du champ gaussien de l'oscillateur local
σ_P	la variance de la puissance du signal
σ_R	le rayon en 1/e du champ gaussien de la lentille de réception
σ_{RE}	le rayon en 1/e du champ gaussien du récepteur effectif
σ_s	le coefficient de diffusion (en m ⁻¹)
σ_T	le rayon en 1/e du champ gaussien de la lentille de transmission
σ_{TE}	le rayon en 1/e du champ gaussien du transmetteur effectif
τ_{imp}	la durée de l'impulsion laser (en s)
$\Phi_{e,o}$	les solutions de l'équation 3.4
φ	une coordonnée polaire
φ_{alea}	le phaseur aléatoire imaginaire de loi normale et de puissance 1
φ_d	le demi-angle de divergence des optiques de réceptions
ψ	l'angle azimutal
ω	la pulsation
ω_{sd}	un paramètre sans dimension donné par Measures (rayon du faisceau laser en z sur celui en sortie du télescope)

Annexe 2 : Bibliographie

- [1] C. Cusset, La météorologie dans l'antiquité : entre science et croyance, Publications de l'université de Saint-Etienne, 2003.
- [2] G. Toth, I. Gultepe, J. Milbrandt, B. Hansen, G. Pearson, C. Fogarty et W. Burrows, «Manuel sur le brouillard et la prévision du brouillard,» Environnement Canada, 2010.
- [3] Observatoire National Interministériel de la Sécurité Routière, «Brouillard - Grands thèmes de la sécurité routière en France,» 2008.
- [4] Le Nouvel Observateur, «Londres : l'aéroport d'Heathrow paralysé par le brouillard,» 2006.
- [5] British Airways, «Preliminary financial results 2006-2007,» 2007.
- [6] Netherlands Aviation safety board, «Final report and comments of the netherlands aviation safety board of the investigation into the accident with the collision of KLM flight 4805, Boeing 747-206B, PH-BUF nd Pan american flight 1736, Boeing 747-121, N736PA at Tenerife airport,» 1977.
- [7] B. Faidutti, Copernic, Kepler et Galilée face aux pouvoirs, L'Harmattan, 2010.
- [8] P. S. Argall et R. J. Sica, «Lidar,» chez *Encyclopedia of imaging science and technology*, New York, John Wiley and Sons, 1992.
- [9] U. Wandinger, «Introduction to lidar,» chez *Lidar, Range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*, Springer, 2005, pp. 1-18.
- [10] M. Bertolotti, The history of the laser, 2004.
- [11] S. Berthier, «Complémentarité et représentativité des observations atmosphériques effectuées par instrumentation active et passive sur les nouvelles plates-formes spatiales,» Thèse de doctorat de l'université de Versailles Saint Quentin en Yvelines, 2007.
- [12] E. D. Hinkley, Laser Monitoring of the atmosphere, Berlin: Springer Verlag, 1976.
- [13] P. H. Flamant, *Lidar Géophysique, Fondamentaux lidar (1/2)*, 2010.
- [14] J.-P. Cariou et L. Sauvage, «Les lidars atmosphériques,» *Reflets de la physique*, n° 121, 2010.
- [15] P. Chylek, «Extinction and liquid water content of fogs and clouds,» *Journal of the Atmospheric sciences*, vol. 35, pp. 296-300, 1978.
- [16] R. G. Pinnick, S. G. Jennings, P. Chylek et H. J. Auvermann, «Verification of a linear relation between IR extinction, absorption and liquid water content of fogs,» *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 36, pp. 1577-1586, 1979.
- [17] I. Gultepe, R. Tardif, S. C. Michaelides, J. Cermak, A. Bott, J. Bendix, M. D. Müller, M. Pagowski, B. Hansen, G. Ellrod, W. Jacobs, G. Toth et S. G. Cober, «Fog research: A review of past achievements and future Perspectives,» *Pure and Applied Geophysics*, vol. 164, pp. 1121-1159, 2007.

- [18] J. E. Jiusto, «Fog Structure,» chez *Clouds, their formation, optical properties and effects*, Elsevier Inc., 1981.
- [19] H. C. Willet, «Fog and haze, their causes, distribution, and forecasting,» *Monthly Weather review*, vol. 56, n° 111, pp. 435-468, 1928.
- [20] H. R. Byers, *General Meteorology*, New York: McGraw-Hill, 1959.
- [21] M. Al Naboulsi, H. Sizun et F. de Fornel, «Fog attenuation prediction for optical and infrared waves,» *Optical Engineering*, vol. 43, n° 12, pp. 319-329, 2004.
- [22] X. Zhang, «Modélisation du brouillard durant la campagne ParisFog : approche prédictive et étude de l'effet des hétérogénéités spatiales,» Thèse de doctorat de l'école nationale des ponts et chaussées, 2010.
- [23] J. S. Gaffney, N. A. Marley et J. E. Frederick, «Formation and effects of smog,» chez *Environmental and ecological chemistry*, Vol. 2, EOLSS Publishers Company Limited, 2009.
- [24] G. Paulmier, «Formation et caractéristiques microphysiques des brouillards naturels - Synthèse bibliographique,» 1993.
- [25] H. G. Houghton et W. H. Radford, «On the measurement of drop size and liquid water content in fogs and cloud,» *Physical Oceanography and Meteorology*, vol. 6, n° 14, 1938.
- [26] M. Wendisch, S. Mertes, J. Heintzenberg, A. Wiedensohler, D. Schell, W. Wobrock, G. Frank, B. G. Martinsson, S. Fuzzi, G. Orsi, G. Kos et A. Berner, «Drop size distribution and LWC in Po valley fog,» *Contributions to atmospheric physics*, vol. 71, n° 11, pp. 87-100, 1998.
- [27] J. Rangognio, «Impact des aérosols sur le cycle de vie du brouillard,» Thèse de doctorat de l'université de Toulouse III - Pal Sabatier, 2009.
- [28] L.-L. Wang, S.-J. Niu, C.-S. Lu, J. Xu, N. Luo et J.-W. Yu, *An analysis of characteristic fog-droplet size distribution on Guizhou Yunwu Mountain*, 2008.
- [29] J.-C. Raut, «Synergie expérimentale impliquant la mesure lidar pour la caractérisation optique et microphysique de l'aérosol : applications à la qualité de l'air et au transfert radiatif,» Thèse de doctorat de l'université Paris 6, 2008.
- [30] Météo France, *Télémètre CL31*, CL31.
- [31] C. Werner, J. Streicher, I. Leike et C. Munkel, «Visibility and cloud lidar,» chez *Lidar, Range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*, Springer, 2005, pp. 165-186.
- [32] M. Civate et F. Mandel, *La mesure de la visibilité*, Toulouse, 2008.
- [33] Météo France, *Diffusomètre optique DF20*, DF20.
- [34] Météo France, *Luminance-mètre RVR LU320*, LU320.
- [35] ThetaProbe User Manual, *ThetaProbe soil moisture sensor, type ML2x, User Manual*.
- [36] Météo France, *Pyranomètre type CM 11 mesure du rayonnement solaire global*, CM11.
- [37] Météo France, *Pyrgomètre eppley*, A11.
- [38] P. Personne, J.-L. Brenguier, J. P. Pinty et Y. Pointin, «Comparative study and calibration of sensor for the measurement of the liquid water content of clouds with small droplets,» *Journal of Applied Meteorology*, vol. 21, pp. 189-196, 1982.
- [39] PréViBOSS, «Document de description du projet,» 2010.
- [40] P. H. Flamant, *Lidar Atmosphérique, Raman & Dial (3e partie)*, 2009.
- [41] O. Lado-Bordowsky, *Méthodes actives de sondages atmosphériques*, 2009.
- [42] J.-L. Leroy, *La polarisation de la lumière et l'observation astronomique*, Amsterdam:

- Gordon and Breach Science Publishers, 1998.
- [43] L. R. Bissonnette, «Lidar and multiple scattering,» chez *Lidar, Range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*, Springer, 2005, pp. 43-103.
 - [44] W. E. Baker, G. D. Emmitt, F. Robertson, R. M. Atlas, J. E. Molinari, D. A. Bowdle, J. Paegle, R. M. Hardesty, R. T. Menzies, T. N. Krishnamurti, R. A. Brown, M. J. Post, J. R. Anderson, A. C. Lorenc et J. McElroy, «Lidar-measured winds from space: A key component for weather and climate prediction,» *Bulletin of the American Meteorological Society*, pp. 869-888, 1994.
 - [45] C. F. Bohren et D. R. Huffman, Absorption and scattering of light by small particles, Die Deutsche Bibliothek, 1983.
 - [46] C. Mätzler, «Matlab functions for Mie Scattering and Absorption,» Institut für Angewandte Physik, 2002.
 - [47] Scilab Enterprises S.A.S, 2013. [En ligne]. Available: www.scilab.org.
 - [48] C. Mätzler, «Matlab functions for Mie scattering and absorption, version 2,» Institut für Angewandte Physik, 2002.
 - [49] T. Bergot et D. Guedalia, «Numerical forecasting of radiation fog. Part I: Numerical model and sensitivity tests,» *Monthly weather review*, vol. 122, pp. 1218-1229, 1994.
 - [50] T. Sakai, D. N. Whiteman, F. Russo, D. D. Turner, I. Veselovskii, S. H. Melfi, T. Nagai et Y. Mano, «Liquid water cloud measurements using the Rama lidar technique: current understanding and future research needs,» *Journal of atmospheric and oceanic technology*, vol. 30, pp. 1337-1353, 2013.
 - [51] G. M. Hale et M. R. Querry, «Optical constants of water in the 200-nm to 200- μ m wavelength region,» *Applied Optics*, vol. 12, n° 13, pp. 555-563, 1973.
 - [52] J. A. Garland, «Some fog droplet size distributions obtained by an impaction method,» *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 97, n° 1414, pp. 483-494, 1971.
 - [53] J. A. Garland, J. R. Branson et L. C. Cox, «A study of the contribution of pollution to visibility in a radiation fog,» *Atmospheric Environment*, vol. 7, n° 11, pp. 1079-1092, 1973.
 - [54] W. T. Roach, R. Brown, S. J. Caughey, J. A. Garland et C. J. Readings, «The physics of radiation fog : I-a a field study,» *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, vol. 102, n° 1432, pp. 313-333, 1976.
 - [55] M. Kumai, «Arctic fog droplet size distribution and its effect on light attenuation,» *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 30, pp. 635-643, 1973.
 - [56] B. A. Kunkel, «Fog drop-size distributions measured with a laser hologram camera,» *Journal of Applied Meteorology*, vol. 10, pp. 482-486, 1971.
 - [57] R. G. Pinnick, D. L. Hoihjelle, G. Fernandez, E. B. Stenmark, J. D. Lindberg, G. B. Hoidale et S. G. Jennings, «Vertical structure in atmospheric fog and haze and its effects on visible and infrared extinction,» *Journal of The Atmospheric Sciences*, vol. 35, pp. 2020-2032, 1978.
 - [58] J. K. Spiegel, P. Zieger, N. Bukowiecki, E. Hammer, E. Weingartner et W. Eugster, «Evaluating the capabilities and uncertainties of droplet measurements for the fog droplet spectrometer (FM-100),» *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 5, pp. 2237-2260, 2012.
 - [59] T. Elias, M. Haefelin, P. Drobinsky, L. Gomes, J. Rangognio, T. Bergot, P. Chazette, J.-C. Raut et M. Colomb, «Particulate contribution to extinction of visible radiation:

- pollution, haze and fog,» *Atmospheric Research*, vol. 92, pp. 443-454, 2009.
- [60] M. Haeffelin, L. Barthès, O. Bock, C. Boitel, S. Bony, D. Bouniol, H. Chepfer, M. Chiriaco, J. Cuesta, J. Delanoë, P. Drobinski, J.-L. Dufresne, C. Flamant, M. Grall, A. Hodzic, F. Hourdin, F. Lapouge, Y. Lemaître, A. Mathieu, Y. Morille, C. Naud, V. Noël, W. O'Hirok, J. Pelon, C. Pietras, A. Protat, B. Romand, G. Scialom et R. Vautard, «SIRTA, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research,» *Annales Geophysicae*, vol. 23, pp. 253-275, 2005.
- [61] E. Dumont, «Caracérisation, modélisation et simulation des effets visuels du brouillard pour l'usager de la route,» Thèse de doctorat de l'université René Descartes - Paris V, 2002.
- [62] M. S. Awan, C. Capsoni, E. Leitgeb, R. Nebuloni, M. F. Nadeem et M. S. Khan, «FSO-relevant new measurement results under moderate continental fog conditions at Graz and Milan,» *Advanced Satellite Mobile Systems*, Vols. 1 sur 2, pp. 116-121, 2008.
- [63] T. Saitô, «Measurement of transmissivity of infrared through fog,» 1956.
- [64] A. Khain, V. Arkhipov, M. Pinsky, Y. Feldman et Y. Ryabov, «Rain enhancement and fog elimination by seeding with charged droplets. Part I: Theory and numerical simulations,» *Journal of Applied Meteorology*, vol. 43, pp. 1513-1529, 2004.
- [65] P. Laven, «Time domain analysis of scattering by a water droplet,» *Applied Optics*, vol. 50, n° 128, pp. 29-38, 2011.
- [66] E. Giannakaki, D. S. Balis, V. Amiridis et C. Zerefos, «Optical properties of different aerosol types: seven years of combined Raman-elastic backscatter lidar measurements in Thessaloniki, Greece,» *Atmospheric Measurement Techniques*, vol. 3, pp. 569-578, 2010.
- [67] P. Guyon, O. Boucher, B. Graham, J. Beck, O. L. Mayol-Bracero, G. C. Roberts, W. Maenhaut, P. Artaxo et M. O. Andreae, «Refractive index of aerosol particles over the Amazon tropical forest during LBA-EUSTACH 1999,» *Journal of Aerosol Science*, vol. 34, pp. 883-907, 2003.
- [68] R. W. Fenn, S. A. Clough, W. O. Gallery, R. E. Good, F. X. Kneizys, J. D. Miller, Lt. Col. USAF, L. S. Rothman, E. P. Shettle et F. E. Volz, «Chapter 18: Optical and infrared properties of the atmosphere,» chez *Handbook of geophysics and space environment*, Air Force Geophysics Laboratory, 1985.
- [69] A. Rogalski, «HgCdTe photodiodes versus quantum well infrared photoconductors for long wavelength focal plane arrays,» *Opto-Electronics review*, vol. 6, n° 14, pp. 279-294, 1998.
- [70] P. Delville, «Développement d'un système lidar cohérent Doppler : modélisation et caractérisation expérimentale du laser émetteur et du récepteur hétérodyne,» Thèse de doctorat de l'université Paris XI Orsay, 1996.
- [71] R. G. Frehlich et M. J. Kavaya, «Coherent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence,» *Applied Optics*, vol. 30, n° 136, pp. 5325-5352, 1991.
- [72] A. Dabas, «Wind, télédétection du champ de vent à la méso-échelle par lidar CO₂ hétérodyne aéroporté,» Thèse de doctorat de l'université de Paris VI, 1993.
- [73] X. Favreau, «Détection simultanée de concentration et de vitesse par lidar hétérodyne: Application à la mesure de polluants,» Thèse de doctorat, 1997.
- [74] J. Totems, «Emission laser impulsionnelle et traitements temps-fréquence en vibrométrie par lidar à détection cohérente,» Thèse de doctorat de l'université de Grenoble, 2011.
- [75] E. P. Magee, «Performance analysis of a multistatic coherent doppler lidar,» Thèse de doctorat de Pennsylvania State University, 1998.

- [76] J. Harms, «Lidar return signals for coaxial and noncoaxial systems with central obstruction,» *Applied Optics*, vol. 18, n° 110, pp. 1559-1566, 1979.
- [77] P. Salameau, A. Dabas et H. Flamant, «Simulation in the time domain for heterodyne coherent laser radar,» *Applied Optics*, vol. 34, n° 13, pp. 499-506, 1995.
- [78] F. Burnet, L. Gomes, M. Haefelin, J.-C. Dupont et T. Elias, *Analysis of the microphysical structures of fog during the ParisFog project*, 2012.
- [79] R. M. Measures, *Laser remote sensing: fundamentals and applications*, John Wiley & sons, 1984.
- [80] J. A. Garland, «Some fog droplet size distributions obtained by an impaction method,» *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, n° 197 p483-494.
- [81] R. T. Menzies, D. M. Tratt et P. H. Flamant, «Airborne CO₂ coherent lidar measurements of cloud backscatter and opacity over the ocean surface,» *Journal of the Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 11, n° 13, pp. 770-778, 1994.

Annexe 3 : Article

Relationship between optical extinction and liquid water content in fogs.

C. Klein¹ and A. Dabas¹

[1] Groupe d'Étude de l'Atmosphère Météorologique (GAME), Unité Mixte de Recherche 3985 de Météo-France et du CNRS, Toulouse, France.

Correspondence to: A. Dabas (alain.dabas@meteo.fr)

Abstract

Studies carried out in the late 70s suggest a simple linear relationship exist in practice between the optical extinction in the thermal IR and the liquid water content (LWC) in fogs. Such a relationship opens the possibility monitor the vertical LWC in fogs with a rather simple backscatter lidar. Little is known on how the LWC varies as a function of height and during the fog life cycle, so the new measurement technique would help understand fog physics and provide valuable data for improving the quality fog forecasts. In the present article, the validity linear relationship is revisited at the light of recent observations of fog droplet size distributions measured with a combination of sensors covering a large range of droplet radii. In particular, large droplets (radius above 15 μm) are detected, which was not the case in the late 70s. The results confirm the linear relationship still holds, at least for the mostly radiative fogs observed during the campaign. The impact of the precise value of the real and imaginary parts of the refractive index on the coefficient of the linear relationship is also studied. The usual practice considers droplets are made of pure water. This assumption is probably valid for big droplets, the may be questioned for small ones since droplets are formed from condensation nuclei of highly variable chemical composition. The study suggest the relationship is mostly sensitive to the real part of the refractive index and will primarily affect measurements in light fogs

1 Introduction

Improving the quality of fog forecasts is a challenge for weather prediction centres. Fog is indeed a common weather phenomenon with a strong, adverse impact on human activities. This is particularly true for aviation. For instance, the worst crash in the aviation history happened in 1977 in Tenerife with the collision of two Boeing 747 jumbo-jets on the runway and the death of more than 500 persons. The dense fog on the airport was a key factor (see ICAO Circular 135/AN156). Fortunately, the impact of fog on airports is not so severe most of the time, but safety regulations limit the capacity of the runways when the visibility is too short (e.g. runway visual range less than 600m at Paris Roissy Charles-de-Gaulle airport), leading to costly delays, missed connections, and cancellations (see Sullivan and Jordan, 2006, for a description of possible disruptions on a major airport like London Heathrow).

The cost for airports and aviation companies has led many research centres around the world to work on fog physics and fog numerical simulation. The final objective is to develop operational tools for accurate predictions of the formation and the dissipation of fogs several hours in advance. If such tools were existing airports and companies could warn the passengers, encourage them to cancel their flight, and mitigate the impact by an adequate organization of the time slots still available.

Weather conditions favourable to fog formation are well known and predictable, but accurate predictions of the time of formation and dissipation is presently an unmet challenge. The reason is fog is a local phenomenon with a small vertical extension (several hundreds of meters at worst) and it involves several small-scale, highly non-linear processes. These processes are not always fully understood and they are anyway all difficult to represent in numerical models (a complete review of the state of the art in fog physics can be found in Gultepe, 2007). Such processes include e. g. the radiative transfer, turbulence, the activation of aerosols into water drops...

Several directions are currently pursued for improving our understanding of fog and ultimately its forecast. One of them deals with the observation. Current observation systems provide useful information but are operated at the ground and characterize the state of atmosphere in the lowest meters and not above. Observation systems for altitude measurements used operationally or for research are ill adapted. Research aircrafts for instance cannot fly in fogs as these are thin – they would have to fly close to the ground – while the visibility is weak. Instrumented masts are possible, but are expensive and are deployed with difficulty close to airfields. Free or tethered balloons are another possibility, but they are “single shot” (free balloons) or imply complex operations that limit their practical usefulness (Dabas *et al.*, 2012). Remote sensors would offer many advantages. Deployed at ground, they can be operated unattended for long periods of time. As an instance, Paris Charles-de-Gaulle airport has been equipped with a sodar since 2008. It detects the top height of fog layers and provides this information to the operational fog prediction system COBEL (Dabas *et al.*, 2012; Bergot and Guédalia, 1994).

The work reported in the present article is part of an effort aimed at developing a lidar able to measure vertical profiles of the liquid water content (LWC). The LWC can be measured at

ground (Gerber, 1991), but altitude measurements are scarce because they are difficult to achieve with current sensors. Observations are thus lacking for validating model simulations (Bergot, 2012). Besides, real time LWC observation could have a significant impact on fog predictions (Remy and Bergot, 2009). In this article, the possibility to measure the LWC with a lidar is based on the existence of a relationship between the LWC and the optical extinction in fogs. Such a relationship was postulated by Chylek (1978) in the late 70s and tested experimentally by Pinnick *et al.*, (1979) in the same period. In principle, lidars can measure extinction coefficients. Due to the strong optical extinction in fogs their range is limited but fogs are thin (a few tens to a few hundreds of meters) so it should be possible to obtain useful measurements.

The experimental validation of Pinnick *et al.* (1979) was based on a particle counter and sizer developed by the Particle Measurement Systems Inc. in the 70s. The sensor is described in Pinnick *et al.*, 1978. According to the article, a major limitation was that particles with radii $> 15\mu\text{m}$ were only partially detected due to losses in the ventilated collection tube. Thus the impact of larger droplets in fogs, if any, could not be evaluated. A second limitation was that extinction coefficients were computed using the Mie theory with refraction indices of pure water. The refraction index for large droplets are probably close to pure water because they mostly contain water. However, drops are formed from condensation nuclei, that is, aerosols. Their refraction index depends on their chemical composition (Fenn *et al.*, 1985; Guyon *et al.*, 2003). In fogs, many droplets are small with diameters of the order of a micron or less. They contribute significantly to the extinction through scattering. The relative contribution of their condensation nucleus to their chemical composition might not be negligible and impact their refraction index.

The purpose of the present paper is twofold. First, Pinnick *et al.* results are revisited on the basis of observations carried out recently with a state-of-the art instrumental setup. Described in section 2, the setup can in principle detect and size fog droplets up to a diameter of $50\mu\text{m}$. In section 3, the linear relationship between optical extinction and LWC in fogs is checked. Then (section 4) the potential impact of the refractive index is studied. As there are very few measurements of the refractive index of fog droplets, the study determines how far indices can deviate from pure water before the extinction to LWC relationship is significantly impacted. Conclusions are drawn in section 5.

2 Experimental setup and data

The size distributions used in this article were measured during a field experiment called ParisFog (Haefelin *et al.*, 2010) in the frame of the research study PREVIBOSS (Elias *et al.*, 2012). This study was designed to improve the understanding of processes involved in the life cycle of fog. It was held at Site Instrumental de Recherche en Télédétection Atmosphérique (SIRTA) located 25km south of Paris (Haefelin *et al.*, 2005). Data were monitored during the winters 2010/2011 and 2011/2012. Aerosol and fog particles size distributions were measured with two instruments: a Welas-2000, and a Fog Monitor 100.

Manufactured by PALAS, the Welas 2000 measures the concentration and size of particles by looking at the 90° scattering of a white light source. The size range depends on instrumental settings and type of particles. During PARISFOG, the system was expected to measure water particles from diameters of 0.4µm to about 20µm. The instrument was 3 meters above the ground.

The FM100 is manufactured by *Droplet Measurement Technologies* (DMT). It is a forward scattering spectrometer probe placed in a wind tunnel with active ventilation. The FM100 detects particles in the diameter range 2 to 50µm. The size distributions used in this article are retrieved with the manufacturer's software delivered with the FM100. The actual performances of the FM100 are discussed in Spiegel *et al.* (2012).

The WELAS and the FM100 are complementary sensors. The WELAS measures small particles (up to a few microns), and the FM100 the large ones (up to several tens of microns). Intermediate sizes are detected by both so the consistency of their size distributions can be checked.

Composite size distributions from both instruments were built and fitted with the sum of M log-normal modes

$$n(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \sum_{k=1}^M \frac{N_k}{\ln(\sigma_k)} \exp \left[-\frac{1}{2\ln^2(\sigma_k)} \ln \left(\frac{r}{r_k} \right)^2 \right] \quad (1)$$

Here, r_k is the modal radius, σ_k sets the width of the mode, and N_k the concentration of the mode. In practice, we used a maximum of $M=4$ modes.

The following sections are based on 20 different size distributions selected among several hundreds of size distributions observed during PARISFOG. The selection was done so as to cover a large variety of fog and pre fog conditions (type, optical thickness, development stage...). The log-normal mode characteristics are given in Tab. 1. They were manually fitted to the measured size distributions. A fit example is shown in Fig. 1. There the number of particles counted in the various classes of the FM100 and WELAS 2000 are displayed with dots. The fit with the sum of four log-normal modes is represented with a solid line. The individual modes are indicated with dashes. The size distribution was observed on the 19th of November, 2010, at 0540 UTC (0640 LST). A mode of large particles is detected. Its modal radius is 7.5 µm (diameter 15 µm). The figure confirms the ability of the FM100 to detect and count large particles. In the present example, droplets with diameters > 15µm are indeed detected. Although their number is small, their contribution to the overall LWC is large (more than 70% in the present case).

3 LWC versus extinction.

The liquid water content is given by the third-order moment of the size distribution

$$W = \frac{4\pi\rho_{H_2O}}{3} \int_0^{+\infty} r^3 n(r) dr \quad (2)$$

where $\rho_{H_2O} = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ is the density of water. As for the extinction coefficients, we have

$$\alpha(\lambda) = \pi \int_0^{+\infty} r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda) n(r) dr \quad (3)$$

with $Q_{\text{ext}}(r, \lambda)$ is extinction efficiency of the particles of radius r at the wavelength λ .

In 1978, Chylek suggested the extinction efficiency could be reasonably well approximated by a linear relationship

$$Q_{\text{ext}}(r, \lambda) \approx c_e(\lambda) \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (4)$$

over the range of radii r practically found in fogs and for a well-chosen wavelength λ . Values for $c_e(\lambda)$ were proposed later by Pinnick *et al.* in 1979.

Combining Eqs. (3) and (4), it appears the liquid water content W can be related to the extinction coefficient $\alpha(\lambda)$ through a simple, linear equation independent of the actual size distribution $n(r)$ that is thus valid for any fog

$$\hat{W} \approx \frac{2\lambda \rho_{\text{H}_2\text{O}}}{3\pi c_e(\lambda)} \alpha(\lambda) \quad (5)$$

Using Eqs. (2) and (3), the liquid water contents and extinction coefficients of the 20 selected size distributions were derived for the wavelengths λ studied in Pinnick *et al.*, 1979. The extinction efficiency $Q_{\text{ext}}(r, \lambda)$ was computed using an adaption to the programming language SCILAB of a MATLAB code published by Mätzler, 2002 (this latter one being derived from Borhen and Huffman, 1983). A refractive index equal to that of pure water was considered. Its value as a function of the wavelength λ was taken from Hale and Querry, 1973 ($1.351 + i0.00460$ @ $\lambda = 4 \mu\text{m}$ and $1.153 + i0.0968$ @ $\lambda = 11 \mu\text{m}$).

The 20 PARISFOG size distributions vary from weak to strong fogs (extinction coefficients from $7.8 \cdot 10^{-6} \text{m}^{-1}$ to $1.36 \cdot 10^{-2} \text{m}^{-1}$ at $11 \mu\text{m}$, and W from $6.89 \cdot 10^{-5} \text{g.m}^{-3}$ to $1.29 \cdot 10^{-1} \text{g.m}^{-3}$ – see Table 1). They encompass the values considered by Pinnick *et al.*, 1979.

The extinction coefficients and liquid water contents of the 20 fog cases are shown with dots on Fig. 2 and Fig. 3 for the laser wavelengths of $4 \mu\text{m}$ and $11 \mu\text{m}$ respectively. The curves represent Eq. (5) ($c_e(4 \mu\text{m}) = 0.64$; $c_e(11 \mu\text{m}) = 0.31$). The results are similar to those of Pinnick *et al.*, 1979. At $\lambda = 4 \mu\text{m}$, the dots are off the line and dispersed. There seems to be no particular relationship between both parameters independent of the size distribution. At $\lambda = 11 \mu\text{m}$ however, the dots are on the curve suggesting the linear approximation holds. As several size distributions include a significant fraction of large droplets, Pinnick's linear approximation Eq. (5) appears to be still applicable in practice.

In Figs. 4 and 5 are drawn the two functions

$$F(r) = \frac{4\pi}{3} \rho_{\text{H}_2\text{O}} r^3 \quad (6)$$

and

$$\hat{F}(r) = \frac{4\rho_{\text{H}_2\text{O}}}{3c_e(\lambda)} r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda) \quad (7)$$

These functions characterize the “sensitivity” of W and \hat{W} to particles of radius r since

$$W = \int_0^{+\infty} F(r)n(r)dr \quad (8)$$

and

$$\hat{W} = \int_0^{+\infty} \hat{F}(r)n(r)dr \quad (9)$$

They are drawn for $\lambda=4\mu\text{m}$ (Fig. 4) and $\lambda=11\mu\text{m}$ (Fig. 5), and the relative difference $|1-\hat{F}/F|$ is displayed for both wavelengths in Figs. 6 and 7. At $4\mu\text{m}$, \hat{W} is a poor approximation to W except for particles in the range $[2\mu\text{m}, 4\mu\text{m}]$. Outside this interval, the contribution of the particles to the liquid water content is grossly underestimated. At $11\mu\text{m}$, the approximation is much better and holds for particles in a much wider range. The relative error is less than 10% for radii between $1.7\mu\text{m}$ and $13.2\mu\text{m}$. This result is noticeable as observations suggest a vast majority of fogs contain particles within this range. Larger particles may be found, but are in very small numbers and therefore shall not contribute much to the total liquid water content. Fog extinction coefficients thus seem to be an accurate proxy for their liquid water content.

4 Impact of the refractive index.

As already mentioned, the results above are all based on extinction efficiencies calculated with the refractive index of water, that is, assuming fog particles mainly consist of water. This assumption is common in fog models or fog studies (Dumont (2000), Elias *et al.* (2009), Rangognio *et al.* (2009), Khain *et al.* (2004), Laven (2011)). However, fog particles are formed from condensation nuclei, that is, aerosol, which refractive index depends on its chemical composition and can vary a lot. In large fog particles, the amount of water is large and the use of the refractive index of water is probably justified. But fogs contain small particles in large numbers, and the relative contribution of the nucleus in the overall matter of the particle may not be negligible. This is why we have studied the impact of the value refractive index on the W versus extinction relationship. To our knowledge, there are no measurements of the refractive index of fog particles in the literature, so the interval of variation of the index, if any, is not known. Consequently, we did not try to see if real fluctuations of the refractive index of fog particles may or may not have an impact of how W relates to the extinction, but rather tried to determine the interval of variations the refractive can have before it has a significant impact. We leave it to future studies to determine whether real refractive indices are well within this interval or may exceed it.

We proceeded in three steps. First, keeping the real value of the refractive index, we modified the imaginary part by default or excess until we found a significant modification of the extinction coefficients computed from the 20 PARISFOG size distributions. Second, we did the same keeping this time the imaginary part constant and tuning the real part. At last, we made the assumption that particles with a diameter larger than $1\mu\text{m}$ are mainly made of water and of another matter otherwise. We considered several possible matters commonly found in aerosols and their corresponding refractive index (see Tab. 2 from Fenn *et al.*, 1985).

Figure 8 shows how the relationship between extinction and LWC varies as a function of the imaginary part of the refractive index. When it is decreased, the extinction coefficients decrease as well. The reason is simple: the absorption (which dominates the extinction) is reduced. The reduction seems to be more pronounced when the LWC is small. The explanation for this is explained by Figure 9. The relative difference of Q_{ext} to pure water is larger for radii less than $10\mu\text{m}$ than above. Fogs with small LWC are mainly formed by small particles.

The impact of the real part is studied in Figure 10. Overall, the impact is larger than previously although the relative differences in the index is about two times smaller (it was about $\pm 20\%$ for the imaginary part while it is here of the order of $\pm 10\%$). The most striking feature is that the sensitivity is growing with the content. The reason is explained in Figure 11. There we can see that the relative difference of Q_{ext} is maximum for radii of the order of $10\mu\text{m}$ and remains large for radii up to $20\mu\text{m}$. For small radii, the relative difference grows steadily with the radius, but it is less than 5% up to a radius of $\sim 2\mu\text{m}$. Light fogs with small particles are thus less affected.

In Figure 12, the extinction coefficients are computed with a refractive index of several aerosol types for radii less than $1\mu\text{m}$ (filled circles) and compared to reference extinction coefficients obtained with the refractive index of pure water for all radii (open diamonds). The wavelength is $11\mu\text{m}$. The values of refractive index are from Fenn *et al.*. As it can be expected, fogs with heavy LWC are not affected by the value of the refractive index as they are formed by large particles. The impact of the refractive index is visible when the LWC is light, that is, when particles are small. The extinction coefficient may vary over at least one decade depending on which type of aerosol is chosen. For very weak LWCs, this is not a real limitation as these correspond to hazes or fogs in a very early stage of formation. However, the curves show the impact of the aerosol type can still be visible with LWCs as high as 0.01 g cm^{-3} . For these, it thus appears that the precise knowledge of the aerosol type forming cloud droplets is needed in order to make useful LWC measurements.

5 Conclusions

The study reported in the present article showed Pinnick's results published in the late 70s are still valid when fog size distributions contain large droplets. At $\lambda=11\mu\text{m}$, the proportionality between the extinction coefficient and the LWC seems to be verified, the linear approximation of the extinction efficiency being good for droplet radii as large as $14\mu\text{m}$. The result is based on a limited number of fog cases, all of them obtained on the same experimental site where fogs are mostly caused by radiative cooling at the surface. On this site, the results suggest fog droplets with larger radii are scarce and do not contribute significantly to the overall LWC. It remains to be verified that this is still true for other fog types in other places. If that is so, Pinnick's linear approximation of the extinction efficiency opens a real possibility to measure vertical profiles of the LWC in fogs with a rather simple backscatter lidar operation in the thermal infrared. The size and power of such a lidar is not

discussed here and left for a future publication. Preliminary studies on the subject suggest a maximum range of several hundreds of meters should be possible with commercial CO₂ lasers. This range is comparable to the typical vertical extension of fogs so a profiling of the LWC through the entire fog thickness seems to be possible.

The major limitation found in the article is due to a possible uncertainty on the refractive index of particles detected by the lidar. Small particles contain a significant fraction of aerosol matter with a refractive index that may differ significantly from water. Our study suggests that thick fogs with heavy LWC are unlikely to be affected, but thin fogs may be. For these fogs, it seems that LCW measurement is mostly sensitive to the real part of the refractive index.

Acknowledgements

The data used in this article were measured on the SIRTA site in the frame of the research programme PREVIBOSS. The authors thank the SIRTA team for the provision of data and GAME colleagues Frédéric BURNET and Thierry BOURRIANE who helped select interesting fog cases, processed raw Welas and FM100 data into composite size distributions, and answered many questions about size distribution sensors and size distributions in fogs. The works reported was supported by the *Délégation Générale pour l'Armement* (French armament agency).

References

- ICAO Circular 135/AN156: Final report and comments from the Netherlands aviation safety board of the investigation into the accident with the collision of KLM flight 4805, Boeing 747-206B, PH-BUF and Pan American flight 1736, Boeing 747-12; N736PA at Tenerife airport, Spain, on 27 March 1977.
- Gultepe I.: Fog and Boundary Layer Clouds: Fog Visibility and Forecasting. Special issue of *Pure and Applied Geophysics*, 164, 2007.
- Sullivan K., M. Jordan: Travelers slowed, stranded as dense fog cloaks London. *The Washington Post*, Friday, December 22, 2006. <http://www.washingtonpost.com/wp-dyn/content/article/2006/12/21/AR2006122101535.html>.
- Dabas A., S. Remy, and T. Bergot: Use of a sodar to improve the forecast of fogs and low level clouds on airports. *Pure and Applied Geophysics*, 169, 769-781, DOI 10.1007/s00024-011-0334-y, 2012.
- Gerber H.: Direct measurement of suspended particulate volume concentration and far-infrared extinction coefficient with a laser-diffraction instrument. *Applied Optics*, 30, 4824-4831, 1991.
- Bergot T: Small-scale structure of radiation fog: a large-eddy simulation study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. In press. DOI:10.1002/qj.2051. 2012.

Bergot T., and D. Guédalia: Numerical forecasting of radiation fog. Part I: Numerical model and sensitivity tests. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 1218–1230, 1994.

Rémy S., and T. Bergot: Assessing the impact of observations on a local numerical fog prediction system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **135**, 1248-1265, DOI: 10.1002/qj.448, 2009.

Chylek, 1978: Extinction and Liquid Water Content of Fogs and Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35**, 296-300.

Pinnick R. G., S. G. Jennings, P. Chylek, and H. J. Auvermann: Verification of a linear relation between IR extinction, absorption and liquid water content of fog. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **36**, 1577-1586, 1979.

Pinnick R. G., D. L. Hoijhelle, G. Fernandez, E. B. Stenmark, J. D. Lindberg, G. B. Hoidale, and S. G. Jennings: Vertical structure in atmospheric fog and haze and its effects on visible and infrared extinction. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35**, 2020-2032, 1978.

Fenn R.W., S. A. Clough, W. O. Gallery, R. E. Goods, F. X. Kneizys, J. D. Mill, L. S. Rothmann, E. P. Shettle, F. E. Voltz: Optical and infrared properties of the atmosphere. In *Handbook of Geophysics and the Space Environment*, ed. A. S. Jursa, Air Force Geophysics Laboratory. 1023 pages. 4th edition. 1985.

Guyon P., O. boucher, B. Graham, J. beck, O. L. Mayol-Bracero, G. C. Roberts, W. Meanhaut, P. Artaxo, M. O. Andreae: Refractive index of aerosol particles over the Amazon tropical forest during LBA-EUSTACH 1999. *Aerosol Science*, **34**, 883-907, doi:10.1016/S0021-8502(03)00052-1, 2003.

Haeffelin M., T. Bergot, T. Elias, R. Tardif, D. Carrer, P. Chazette, M. Colomb, P. Drobinski, E. Dupont, J.-C. Dupont, L. Gomes, L. Musson-Genon, C. Pietras, A. Plana-Fattori, A. Protat, J. Rangognio, J.-C. Raut, S. Rémy, D. Richard, J. Sciare and X. Zhang: PARISFOG Shedding new light on fog physical processes. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **91**, 767-783, DOI:10.1175/2009BAMS2671.1, 2010.

Elias, T., D. Jolivet, J.-C. Dupont, M. Haeffelin, and F. Burnet: Preliminary results of the PreViBOSS project: description of the fog life cycle by ground based and satellite observation. *SPIE Proceedings*, **8534**, doi:10.1117/12.974709, 2012.

Haeffelin, M., L. Barthès, O. Bock, C. Boitel, S. Bony, D. Bouniol, H. Chepfer, M. Chiriaco, J. Cuesta, J. Delanoë, P. Drobinski, J.-L. Dufresne, C. Flamant, M. Grall, A. Hodzic, F. Hourdin, F. Lapouge, Y. Lemaître, A. Mathieu, Y. Morille, C. Naud, V. Noël, B. O'Hirok, J. Pelon, C. Pietras, A. Protat, B. Romand, G. Scialom, R. Vautard: SIRTa, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research. *Annales Geophysicae*, **23**, 253-275, 2005.

Spiegel J. K., P. Zieger, N. Bukowiecki, E. Hammer, E. Weingartner, and W. Eugster: Evaluating the capabilities and uncertainties of droplet measurements for the fog droplet spectrometer (FM-100). *Atmospheric Measurement Techniques*, **5**, 3333-3393, doi:10.5194/amtd-5-3333-2012, 2012.

Mätzler, C.: MATLAB functions for Mie scattering and absorption version 2. Research Report No. 2002-11. Institute of Applied Physics, University of Bern, 2002.

Bohren C. F., D. R. Huffman: *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley Interscience. 1983.

Hale, G. M., M. R. Query: Optical constants of water in the 200-nm to 200- μ m wavelength region. *Applied Optics*, **12**, 555-563, 1973.

Dumont, E.: *Caractérisation, modélisation et simulation des effets visuels du brouillard pour l'usager de la route*. PhD Thesis, Paris V René Descartes University, 2002.

Elias, T., M. Haeffelin, P. Drobinski, L. Gomes, J. Rangognio, T. Bergot, P. Chazette, J.-C. Raut, and M. Colomb: Particulate contribution to extinction of visible radiation: Pollution, haze, and fog. *Atmospheric Research*, **92**, 443-454, doi:10.1016/j.atmosres.2009.01.006, 2009.

Rangognio, J.: *Impact des aérosols sur le cycle de vie du brouillard*. PhD Thesis, Toulouse III Paul Sabatier University. 2009.

Khain A., V. Arkhipov, M. Pinsky, Y. Feldman and YA. Ryabov: Rain enhancement and fog elimination by seeding with charged droplets: Part I: Theory and numerical simulations. *Journal of Applied Meteorology*, **43**, 1513-1529, 2004.

Laven, P.: Time domain analysis of scattering by a water droplet. *Applied Optics*, **50**, F29-F38, 2011.

#	Date	Time (UTC)	Mode	N _k (part/cc)	σ_k	D _k (μm)	LWC (g/m ³)	$\lambda = 11 \mu\text{m}$		$\lambda = 4 \mu\text{m}$	
								σ_{ext} (m ⁻¹)	σ_{abs} (m ⁻¹)	σ_{ext} (m ⁻¹)	σ_{abs} (m ⁻¹)
1	19/11/2010	03:00	1	44	1.3	0.92	6.89E-05	7.80E-06	7.40E-06	2.70E-05	1.30E-06
			2	7	1.5	1.8					
2	16/11/2010	21:00	1	200	1.3	0.95	1.76E-04	1.89E-05	1.86E-05	3.41E-05	2.80E-06
			2	15	1.2	1.8					
3	16/11/2011	00:52	1	225	1.3	0.88	1.88E-04	2.01E-05	1.99E-05	3.12E-05	3.00E-06
			2	50	1.3	1.3					
4	16/11/2011	00:57	1	275	1.28	0.85	3.15E-04	3.40E-05	3.34E-05	6.72E-05	5.20E-06
			2	95	1.25	1.35					
			3	7	1.2	2.2					
5	19/11/2010	05:00	1	250	1.33	1.08	3.66E-04	4.06E-05	3.90E-05	1.18E-04	6.40E-06
			2	20	1.5	1.8					
6	16/11/2011	01:02	1	320	1.28	0.88	1.17E-03	1.50E-04	1.18E-04	6.26E-04	2.47E-05
			2	95	1.25	1.3					
			3	5	1.2	2.2					
			4	5	1.35	6					
7	16/11/2010	22:00	1	830	1.34	1.1	2.62E-03	2.92E-04	2.81E-04	1.13E-03	4.95E-05
			2	160	1.23	1.9					
			3	70	1.4	2.5					
8	16/11/2011	01:07	1	280	1.28	0.85	7.63E-03	1.02E-03	6.64E-04	2.83E-03	1.68E-04
			2	250	1.3	1.28					
			3	20	1.2	2.3					
			4	18	1.6	6.5					
9	16/11/2010	22:00	1	875	1.35	1.1	9.72E-03	1.25E-03	9.58E-04	5.09E-03	2.09E-04
			2	200	1.3	2					
			3	100	1.55	2.4					
			4	50	1.7	4					
10	19/11/2010	05:40	1	295	1.39	1.3	2.64E-02	2.87E-03	1.57E-03	4.86E-03	5.01E-04
			2	85	1.4	2.2					
			3	12	1.25	5.4					
			4	5	1.6	15					
11	16/11/2011	01:12	1	500	1.28	0.89	5.57E-02	5.57E-03	3.07E-03	9.37E-03	1.01E-03
			2	350	1.3	1.5					
			3	20	1.18	2.8					
			4	60	2.3	4.4					
12	19/11/2010	06:50	1	170	1.39	1.3	4.72E-02	6.14E-03	3.53E-03	1.23E-02	1.01E-03
			2	85	1.45	2.18					
			3	42	1.39	4.88					
			4	22	1.45	12.5					
13	16/11/2011	01:17	1	490	1.3	0.9	5.44E-02	7.06E-03	4.08E-03	1.32E-02	1.16E-03
			2	475	1.4	1.55					
			3	45	1.5	3.1					
			4	35	1.5	11					
14	16/11/2011	09:22	1	865	1.33	1	5.77E-02	7.87E-03	5.18E-03	2.34E-02	1.30E-03
			2	700	1.38	1.6					
			3	195	1.55	4.5					
			4	30	1.3	11.5					
15	16/11/2011	01:27	1	535	1.31	0.9	6.59E-02	8.73E-03	5.21E-03	1.86E-02	1.44E-03
			2	510	1.4	1.56					
			3	95	1.6	3					
			4	55	1.5	10					
13	16/11/2011	08:15	1	315	1.35	1	6.71E-02	9.25E-03	5.87E-03	2.48E-02	1.52E-03
			2	300	1.38	1.62					
			3	145	1.6	5					
			4	40	1.3	11.2					
17	16/11/2011	05:47	1	210	1.35	1.03	9.04E-02	1.24E-02	7.56E-03	2.90E-02	2.03E-03

		2	290	1.55	1.9				
		3	70	1.28	5.6				
		4	70	1.35	11.3				
18	16/11/2011	04:42	1	235	1.4	1.06	9.22E-02	1.26E-02	7.65E-03
			2	245	1.45	1.75			
			3	80	1.6	5			
			4	68	1.36	11.2			
19	16/11/2010	23:00	1	1150	1.34	1.07	1.29E-01	1.31E-02	7.28E-03
			2	350	1.32	2			
			3	80	2	3			
			4	80	2.15	6			
20	17/11/2010	00:10	1	330	1.34	1.07	1.25E-01	1.36E-02	7.18E-03
			2	230	1.44	2			
			3	25	1.3	6.3			
			4	25	1.6	15			

Table 1: Log-normal modes characteristics of the 20 fog size distributions used in this article. D_k is the modal diameter (equal to $2r_k$).

Sea salt	$1,48 + 1,4.10^{-2}i$
Oceanic	$1,246 + 7,31.10^{-2}i$
Ice	$1,093 + 0,239i$
Meteoric	$1,509 + 0,691i$
Water Soluble	$1,72 + 5,0.10^{-2}i$
Dust	$1,62 + 0,105i$
Soot	$2,23 + 0,73i$
75% H_2SO_4	$1,670 + 0,485i$
Volcanic	$2,15 + 0,270i$

Table 2: Refraction index of different aerosol types. From Fenn *et al.*, 1985.

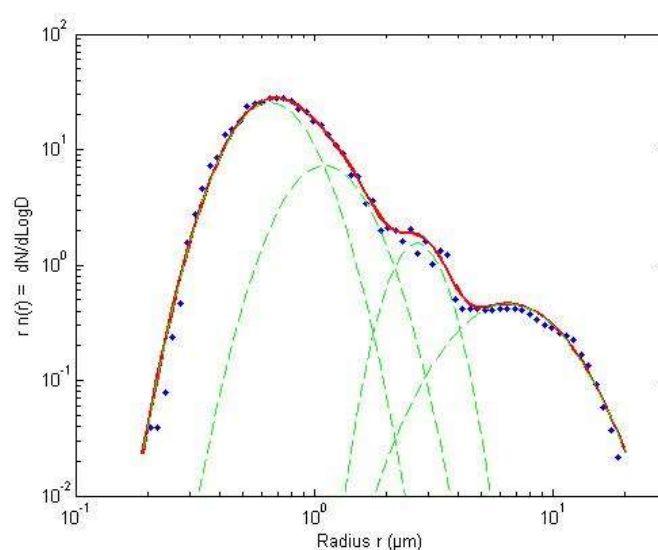


Figure 1: Composite size distribution measured by Welas 2000 and FM100 on the 19th of November, 2010, at 05:40UTC. The measurements (in parts by cubic meter and unit of

natural logarithm of the diameter D) are the blue dots. A sum of $M=4$ log-normal modes are fitted. Each mode is represented by green dashes. The sum fitted to the measurements is the red, solid, line. The parameters of the modes are given in Table 1 (fog case 10).

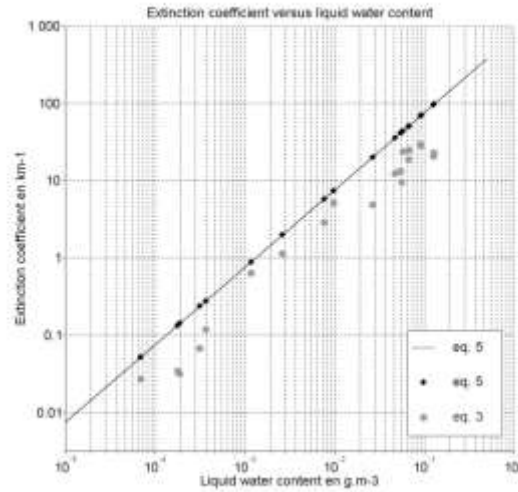


Figure 2: Liquid water content versus extinction coefficient for the 20 size distributions studied in the paper. Here the extinction coefficients are for a lidar wavelength of $4\mu\text{m}$. The blue curve is Eq. (5).

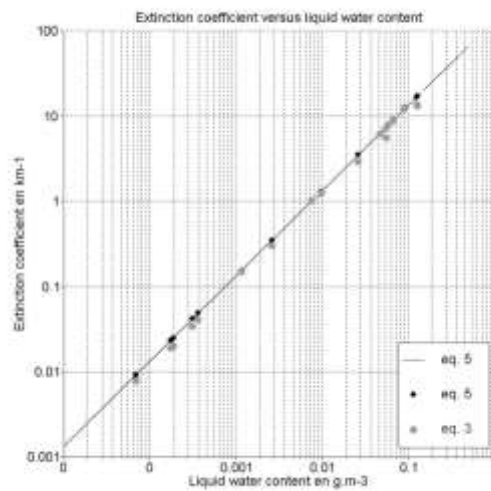


Figure 3: Same as figure 2 for a lidar wavelength of $11\mu\text{m}$.

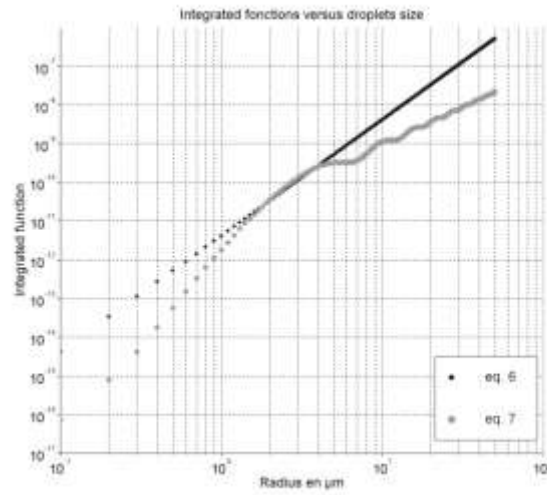


Figure 4: Functions $F(r) = 4\pi\rho_{\text{H}_2\text{O}}r^3 / 3$ and $\hat{F}(r) = 4\rho_{\text{H}_2\text{O}}r^2 Q_{\text{ext}}(r, \lambda) / (3c_e(\lambda))$ as a function of the droplet radius r for wavelength $\lambda = 4\mu\text{m}$.

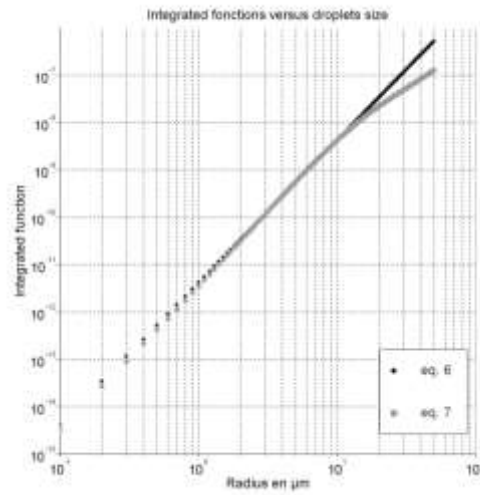


Figure 5: Same as figure 4 for wavelength $\lambda = 11\mu\text{m}$.

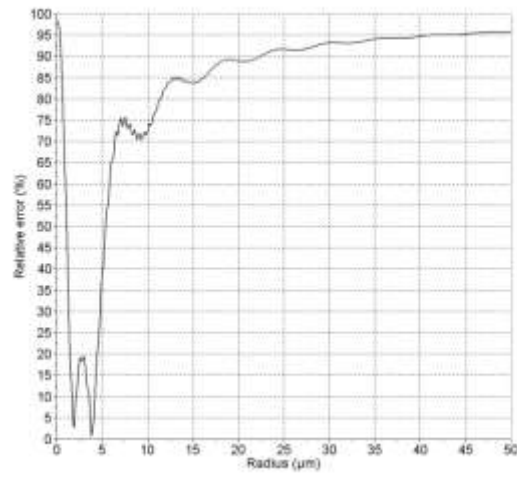


Figure 6: Relative difference $|1 - \hat{F}/F|$ between $F(r)$ and $\hat{F}(r)$ (in %) for $\lambda = 4\mu\text{m}$.

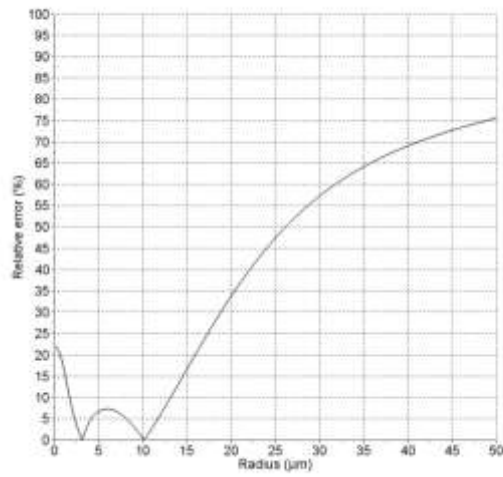


Figure 7: Same as figure 6 for $\lambda = 11\mu\text{m}$.

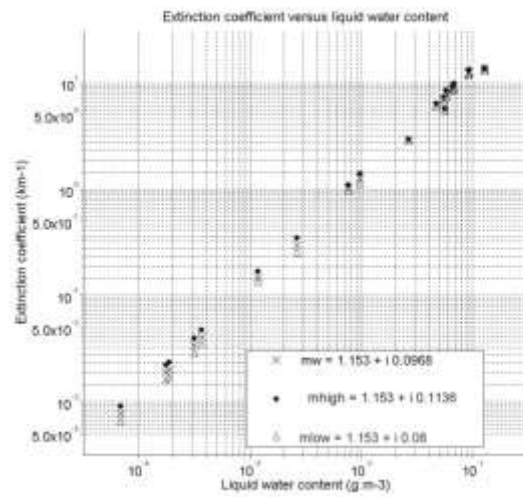


Figure 8: Extinction coefficients (as a function of the liquid water content) for the 20 size distributions of PARISFOG for a refractive index with a variable imaginary part. The reference is the refractive index of water $m_w = 1.153 + 0.0968i$ (blue x). The blue diamonds and the pink triangles show the extinction coefficients for a refractive index with a larger (resp. smaller) imaginary parts $m_{high} = 1.153 + 0.1136i$ (resp. $m_{low} = 1.153 + 0.08i$).

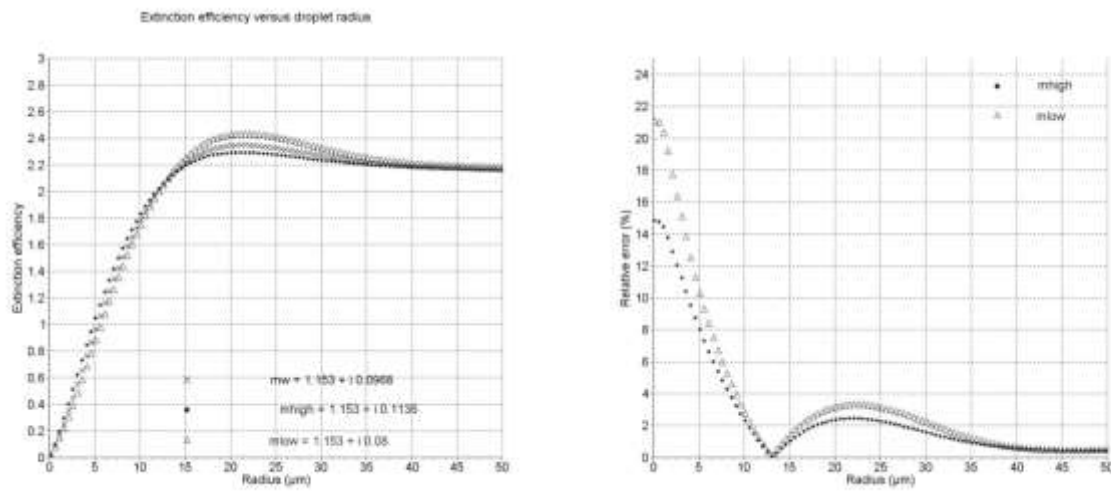


Figure 9: Extinction efficiencies for the three refractive indices of Figure 8 (top) and relative difference (in %) to pure water (bottom). The laser wavelength is $11\mu\text{m}$.

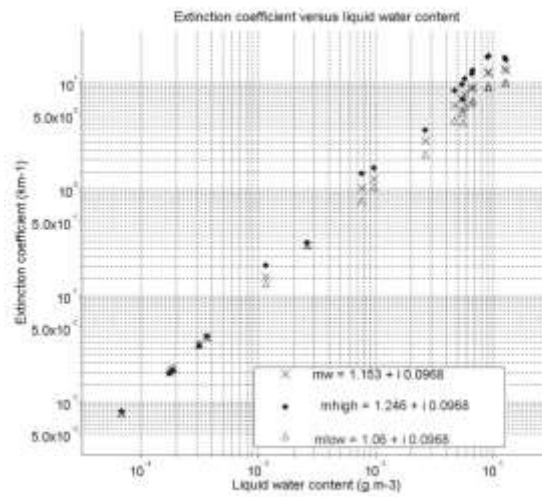


Figure 10: Same as Fig. 8 for refractive indices with a variable real part.

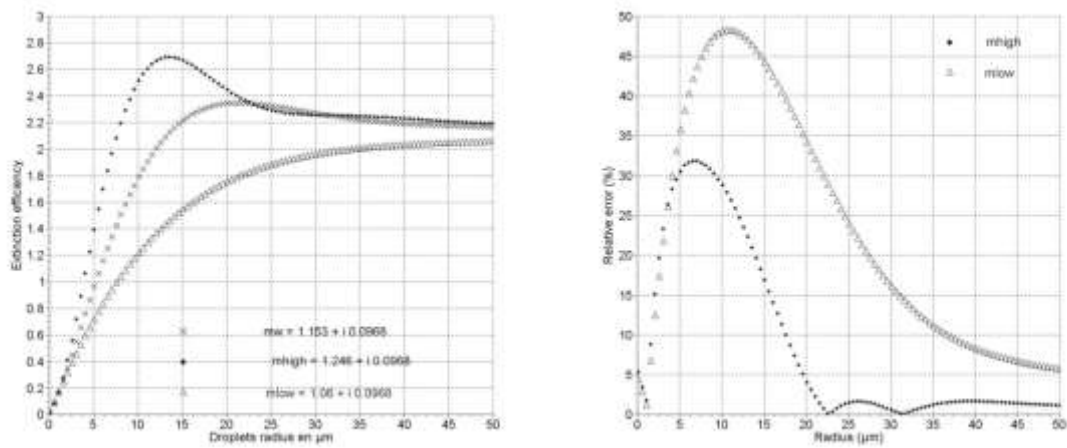


Figure 11: Same as figure 9 for varying real parts of the fog droplet refractive index.

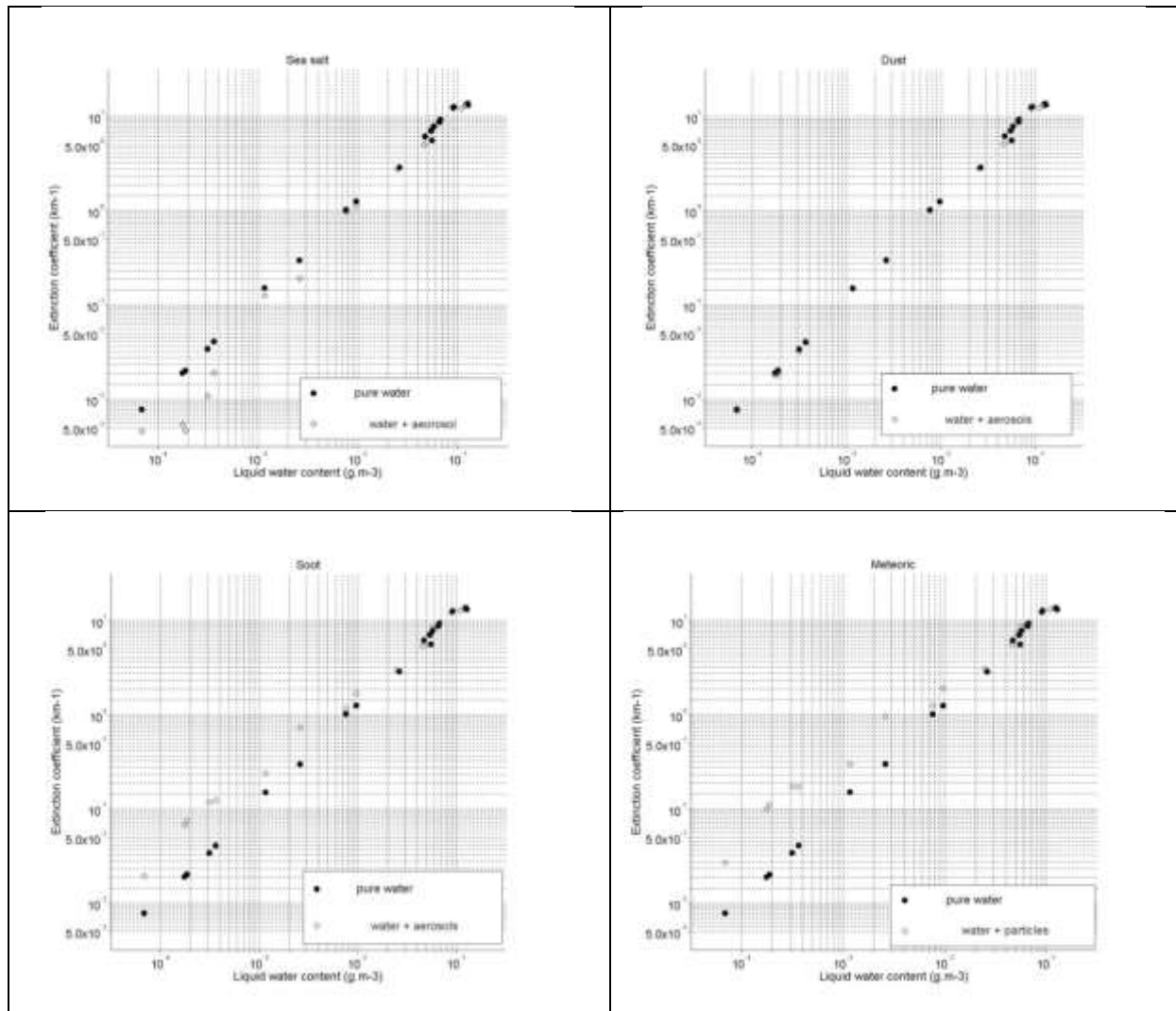


Figure 12: Extinction coefficient versus liquid water content for the 20 fog cases studied in the article and a refractive index for particles with radii $< 1\mu\text{m}$ equal to the refractive index of sea salt (top left), dust (top right), soot (bottom left) and meteoric particles (bottom right) according to Fenn *et al.* (see Tab. 2). The extinction coefficients (in pink) are compared to the extinction coefficients obtained with the refractive index of pure water at $11\mu\text{m}$.